Verteilung der Fragmentneutronen aus der Reaktion 252 Cf (spontane Spaltung)

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von
Hans-Peter Nothaft
aus Deggendorf/Donau

1979

Verteilung der Fragmentneutronen aus der Reaktion 252 Cf (spontane Spaltung)

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von
Hans-Peter Nothaft
aus Deggendorf/Donau

1979

Tag der mündlichen Prüfung: 8. Juni 1979

Dekan: Prof. Dr. H. Mauder

1. Berichterstatter: Prof. Dr. F. Gönnenwein

2. Berichterstatter: Prof. Dr. H. Krüger

UNIV. LEIDEN BIBL.

I N H A L T S V E R Z E I C H N I S

1. Einleitung

2. Messprinzip

3. Experimentelle Durchführung

3.1 Geometrischer Aufbau

3.2 Nachweiselektronik

3.2.1 Zeitzweig

3.2.2 Fragment-Energiezweig

3.2.3 Koinzidenzzweig

3.2.4 Datenabspeicherung und -verarbeitung

4. Eichung

4.1 Energie-Eichung der Halbleiterzähler

4.2 Zeit-Eichung der Neutronen-Flugzeit-Spektren

5. Neutronendetektoren und Nachweiswahrscheinlichkeit

5.1 Ansprechwahrscheinlichkeit der Neutronen-Detektoren

5.1.1 Der Prozeß $^{1}H(n,n)^{1}H$

5.1.2 Mehrfachstreuung

5.1.3 Randeffekte der Protonen

5.2 Beschreibung des Monte-Carlo-Programms zur Berechnung der absoluten Nachweiswahrscheinlichkeit

5.3 Wirkungsquerschnitte und Winkelverteilungen

5.3.1 (n,p)-Streu-Wirkungsquerschnitt

5.3.2 Weitere benutzte Wirkungsquerschnitte

5.4 Lichtausbeuten für Protonen, α-Teilchen, Kohlenstoff und Beryllium

5.5 Elektronische Nachweisschwelle

5.6 Einfluß des endlichen Energieauflösungsvermögens

5.7 Einfluß der elektronischen Nachweisschwelle

5.8 Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit

5.8.1 Genauigkeit der berechneten Nachweiswahrscheinlichkeit

6. Fehlerquellen und Datenkorrekturen

6.1 Untergrund in den gemessenen Neutronen-Flugzeit-Spektren

6.2 Zeitverschmierung

6.3 Energie- und Massenauflösung der Halbleiterzähler

6.4 Berücksichtigung der räumlichen Ausdehnung der 252 Cf-Quelle und der Detektoren

7. Auswerteverfahren

7.1 Bestimmung der Massen und der kinetischen Energien der Spaltfragmente unter Berücksichtigung des Rückstoßes des nachgewiesenen Neutrons

7.2 Umrechnung der Neutronen-Flugzeitspektren in -Energiespektren

7.2.1 Kinematik der Spaltneutronen

7.2.2 Umrechnung der Raumwinkel

7.2.3 Bestimmung der Neutronenflugzeit

7.2.4 Umrechnung der Neutronen-Flugzeit-Spektren in -Energie-Spektren

8. Ergebnis und Diskussion der gemessenen Neutronen-Flugzeit-Spektren

9. Neutronen-Energie-Spektren

9.1 Energie-Spektren der Neutronen im Labor-System

9.2 Energie-Spektren der Neutronen im cm-System

9.3 Vergleich der aus "0°, 180°-Messungen" berechneten mit den gemessenen Neutronen-Energie-Spektren bei Laborwinkeln von Θ_1 = 80°, 100° und Θ_2 = 74°, 106°

10. Energieabgabe der Spaltfragmente

10.1 Abhängigkeit der mittleren Zahl der emittierten Neutronen von der primären Fragment-Masse

10.2 Abhängigkeit der mittleren kinetischen Energie der Neutronen von der primären Fragment-Masse

10.3 Neutronenemission in Abhängigkeit von der gesamten kinetischen Energie der Fragmente

11. Vergleich mit früheren Messungen

12. Schluss

1. E I N L E I T U N G

Die bei der Kernspaltung freiwerdende Energie tritt in Form von kinetischer Energie und Anregungsenergie der in entgegengesetzten Richtungen auseinanderfliegenden Spaltfragmente auf. In der vorliegenden Arbeit wird die Anregungsenergie der Fragmente untersucht. Für den Mechanismus des Einbaus der Anregungsenergie in die Fragmente geht man von folgender Modellvorstellung aus: Die in entgegengesetzten Richtungen auseinanderfliegenden Spaltfragmente waren am Szissionspunkt zunächst stark deformiert und nur niedrig angeregt; die mit der Deformation verknüpfte Energie wird über die Dämpfung in eine insgesamt höhere Anregungsenergie der Fragmente (um ca. 40 MeV) umgewandelt. Beim Übergang der Fragmente in ihren Grundzustand wird diese Energie zu etwa 75% über Emission von sog. "prompten Neutronen" und nur zu etwa 25% über "prompte γ-Quanten"-Emission freigesetzt. Auf diese Weise ist die Anzahl der emittierten prompten Neutronen und deren kinetische Energie eine direkte Folge und damit ein Maß der in den Spaltfragmenten gespeicherten Energie.

Die bei einer Kernspaltung emittierten Neutronen lassen sich experimentell auf zwei unterschiedliche Arten nachweisen:

(1) indirekte Methode: Die Neutronenzahl lässt sich durch Vergleich der Massen der Spaltfragmente vor ("primäre Fragment-Massen") und nach ("sekundäre Fragment-Massen") Emission der prompten Neutronen ermitteln. In solchen Experimenten ist die Messung von mindestens drei kinema-

tischen Grössen notwendig:

(i) "(2E,1v)-Experiment": Bestimmung der kinetischen Energien beider Fragmente und der Geschwindigkeit des einen oder

(ii) "(1E,2v)-Experiment": Bestimmung der kinetischen Energie eines Fragments und der Geschwindigkeiten beider Fragmente.

Bei der Auswertung wird neben Energie-, Impuls- und Massen-Erhaltung isotrope Neutronen-Emission aus den Fragmenten zu Grunde gelegt, d.h. $\langle \cos\vartheta \rangle = 0$, wobei ϑ der Winkel zwischen Neutronen- und Fragmentgeschwindigkeit im cm-System der Fragmente bedeutet. Dabei lassen sich die Energien der Neutronen und deren Emissionsrichtung selbstverständlich nicht ermitteln.

(2) direkte Methode: in Koinzidenz mit komplementären Spaltfragmenten werden die Neutronen direkt nachgewiesen. Es stehen Neutronendetektoren zur Verfügung, bei denen die Winkelverteilung der Neutronen gegenüber der Fragmentflugrichtung sowie deren Energieverteilung gemessen wird. Mit Hilfe der zusätzlich zu bestimmenden Parameter Fragmentmasse und -energie ergeben sich gleichzeitig weitere Aussagen über:

(i) die Verteilung der Neutronenzahlen $\nu(A^+,E_k^+)$ bzw. den Mittelwert $\bar{\nu}(A^+,E_k^+)$ und daraus $\bar{\nu}(A^+)$ sowie $\bar{\nu}(E_k^+)$ und $\bar{\nu}_{tot}$.

(ii) die Verteilung der Neutronenenergien im Labor- und Schwerpunktsystem $E_n(A^+,E_k^+)$, $\eta(A^+,E_k^+)$ bzw. den Mittelwerten $\overline{E}_n(A^+,E_k^+)$, $\overline{\eta}(A^+,E_k^+)$ und daraus $\overline{\eta}(A^+)$, $\overline{\eta}(E_k^+)$, $\overline{\eta}$.

Die direkte Methode erfordert allerdings eine genaue Kenntnis der Nachweiswahrscheinlichkeit des Neutronen-Detektors als Funktion der (Labor-)Neutronenenergie.

Nach Erreichen des Szissionspunktes werden die beiden positiv geladenen Fragmente auf Grund der abstossenden Coulombkraft in entgegengesetzte Richtungen beschleunigt. Diese Beschleunigungsphase ist im wesentlichen nach etwa 10^{-20}s abgeschlossen, d.h. die Fragmente haben nach dieser Zeit ca. 90% der Endgeschwindigkeit erreicht. Aus den hoch angeregten Fragmenten ist die Verdampfung der Neutronen etwa 10^{-14}s nach der Spaltung des Kerns beendet. Aufgrund der oben angegebenen Beschleunigungszeiten der Fragmente und der Neutronenemissionszeiten wird der Großteil der Neutronen aus den voll beschleunigten Fragmenten abgedampft. Im Schwerpunkt-System (cm-System) des betreffenden Spaltfragments gibt es daher nur schwache Anhaltspunkte für eine eventuell vorhandene Vorzugsrichtung der Emission der Neutronen, d.h. man kann im wesentlichen von einer isotropen Neutronenemission im cm-System des betreffenden Fragments ausgehen. Dagegen besteht im Laborsystem eine starke Korrelation zwischen Neutronen-Emissionsrichtung und Fragmentfluggeschwindigkeit $\vec{v}_F$: die Neutronen werden bevorzugt in Richtung der jeweiligen Spaltfragmente emittiert.

Wegen dieser starken Abhängigkeit der Neutronen- von der Fragment-Flugrichtung lässt sich jedes registrierte Neutron im Experiment demjenigen Fragment zuordnen, das in Richtung Neutronen-Detektor flog. Wir bezeichnen im folgenden diese Neutronengruppe als "Fragmentneutronen".
Allerdings scheinen für einige wenige Neutronen die Emissionszeiten aus den Fragmenten beträchtlich niedriger zu liegen. Werden die Neutronen in Zeiten emittiert, die kürzer sind als die Dauer der Beschleunigungsphase der Fragmente, so entfällt die oben beschriebene Winkel-Korrelation zwischen Neutronen- und Fragment-Flugrichtung. Die untere Grenze für die Emission von Neutronen beträgt etwa 10^{-21}s bis 10^{-20}s. In diesem Fall erscheinen die Neutronen als von einer raumfesten Quelle - dem Szissionsort - emittiert: "Szissions-Neutronen".

Ein gemessenes Neutronen-Energie-Spektrum setzt sich also bei beliebigen Winkeln der Neutronen- gegenüber der Fragment-Flugrichtung immer aus Fragment- und Szissions-Neutronen zusammen, wobei der Anteil der Szissionsneutronen in bisherigen Arbeiten nur sehr ungenau angegeben werden konnte.
Seine Bestimmung ist ein Ziel der vorliegenden Arbeit.
Dazu geht man von zwei Grundannahmen aus:

(i) "Szissions-Neutronen" sind mit der Fragment-Flugrichtung nicht korreliert. Im Labor-System weisen diese Neutronen eine isotrope Verteilung auf.

(ii) "Fragment-Neutronen" werden aus dem voll beschleunigten Fragment im cm-System des Fragments isotrop emittiert. Im Labor sind Neutronen- und Fragment-Flugrichtung korre-

liert.

Fragment- und Szissions-Neutronen zusammengenommen heißen "prompte Neutronen", um sie von den "verzögerten Neutronen" abzugrenzen, deren Emissionszeiten auf Grund ihres Entstehungsmechanismus wesentlich länger sind. Nach Emission der prompten Neutronen und Gammas sind die Fragmente zwar im Grundzustand, aber nicht stabil gegenüber β -Zerfall. Einzelne Nuklide sind nach einem vorangehenden β -Zerfall so hoch angeregt, dass sie in der Lage sind, Neutronen abzudampfen. Die beobachteten Emissionszeiten liegen in der Größenordnung 1s, das Verhältnis der Anzahl verzögerte/prompte Neutronen liegt unter 1/100.

In der vorliegenden Arbeit wird über ein Experiment berichtet, bei dem am Bespiel der Spontanspaltung des 252 Californiums die Winkel- und Energieverteilung der prompten Neutronen in Abhängigkeit von der Masse und der kinetischen Energie der Spaltfragmente gemessen wurde.

2. M E S S P R I N Z I P

Auf der Grundlage der obigen Klassifizierung Fragment- und Szissionsneutronen beruht folgendes Meß- und Auswertungsprinzip:

(i) Messung der Anzahl und des Energie-Spektrums der unter 0° gegenüber der Fragment-Flugrichtung emittierten Neutronen ("0°-Messung").

(ii) Transformation dieses Labor-Neutronen-Energie-Spektrums in das Schwerpunktsystem (cm-System) der betreffenden Spaltfragmente unter der Voraussetzung, dass alle Neutronen isotrop aus den Fragmenten emittiert werden.

(iii) Rücktransformation dieses cm-Neutronen-Energie-Spektrums in das Labor-Neutronen-Energie-Spektrum der Neutronen, die unter einem Winkel von 90° relativ zur Flugrichtung der Fragmente emittiert werden.

(iv) Messung der Anzahl und des Labor-Neutronen-Energie-Spektrums der unter 90° gegenüber der Fragment-Flugrichtung emittierten Neutronen.

(v) Durch Vergleich des in (iii) berechneten mit dem unter (iv) gemessenen Labor-Energie-Spektrum erhält man den Anteil der Szissions-Neutronen.

(vi) Die Auswertung der gemessenen Anzahlen und Energieverteilungen der Neutronen liefert die mittleren Neutronenmultiplizitäten ν und cm-Energien γ als Funktion der Fragmentmassen A^{+} und -energien E_k^{+} bzw. interessierende Mittelwerte.

EXPERIMENTAL SET-UP

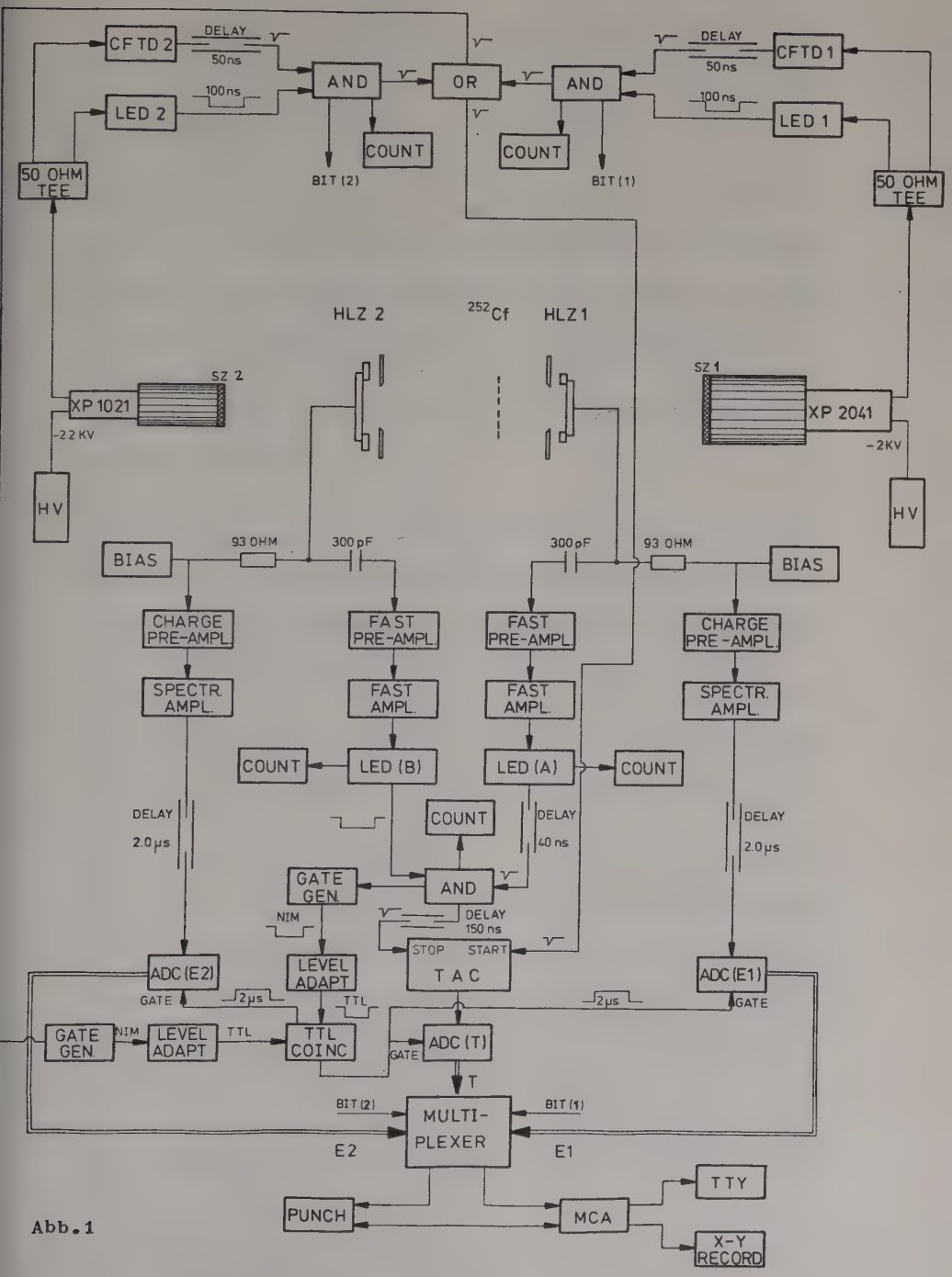


Abb. 1

3. EXPERIMENTELLE DURCHFÜHRUNG

3.1 Geometrischer Aufbau

In der vorliegenden Arbeit wurden mit Hilfe der Flugzeittechnik die Zeit- bzw. Geschwindigkeitsspektren der bei spontanem Zerfall von 252 Cf entstehenden Neutronen in einem Energiebereich von 0,5 MeV $\lesssim E_n \lesssim$ 12,5 MeV bzw. 1,0 MeV $\lesssim E_n \lesssim$ 12,5 MeV (Energien im Labor-System) bestimmt. In Koinzidenz mit den Neutronen wurden die zugehörigen korrelierten 252 Cf-Spaltfragmente gemessen.

Die Geschwindigkeit der Neutronen ergibt sich durch Messung ihrer Flugzeit über eine bekannte Entfernung. Ein erstes Zeit-Signal (Start) liefert der in einem Oberflächen-Sperrschicht-Halbleiterzähler (HLZ) durch ein Spaltfragment ausgelöste Impuls. Das zweite Zeit-Signal (Stop) bildet der beim Neutronennachweis in einem Plastik-Szintillator durch n-Streuung an Wasserstoff und Kohlenstoff verursachte Lichtimpuls.

Zwischen zwei Halbleiterzählern (n-leitendes Silizium, spezifischer Widerstand ς =500 Ωcm) befindet sich die 252 Cf-Quelle auf einer dünnen Nickel-Folie (5 μinch Ni-backing = 0,127 μm $\hat{=}$ 110 $\mu g/cm^2$). Der Energie-Verlust der Spaltfragmente in der Nickel-Folie beträgt im Mittel 3,85 MeV (Ref. 1), die Zerfallsrate $3{,}95 \cdot 10^5$ f/min.

Die beiden Halbleiterzähler sind 6,81 cm (HLZ2) bzw. 2,91 cm

(HLZ1) von der 252 Cf-Quelle entfernt, die effektiven Durchmesser - festgelegt durch Aperturblenden zur Vermeidung von Randeffekten - sind 3,2 cm bzw. 1,3 cm. Mit dieser geometrischen Anordnung HLZ2 - 252 Cf - HLZ1 wird gewährleistet, dass ein Spaltfragment im HLZ2 nachgewiesen wird, falls sein komplementärer Partner in Richtung HLZ1 fliegt. Der kleinere, nahe Halbleiterzähler (HLZ1) liefert das Zeit-Signal für die Neutronen-Flugzeit-Messung, der entferntere, grössere Halbleiterzähler ergibt die notwendige Fragment-Fragment-Koinzidenz zur Bestimmung der Fragment-Massen bzw. -Energien.

Der gesamte Aufbau aus Halbleiterzählern und 252 Cf-Quelle befindet sich in einer Vakuum-Kammer, die aus zwei Kugelhalbschalen und einem 4 cm langen Verbindungszylinder aufgebaut ist.

Die Neutronen wurden unter verschiedenen Winkeln bezüglich der Fragment-Flugrichtung nachgewiesen. Ihr Flugweg war typisch $\approx$ 60 cm. Besonderer Wert wurde darauf gelegt, dass sich in der Umgebung der Kammer keine Streuer befanden. So ist auch aus Streugründen die Wandstärke der Vakuumkammer sehr gering gehalten (Wandstärke der Kugelschale $\approx$ 0,2 mm, des Verbindungszylinders =2 mm). Um Messungen bei verschiedenen Winkeln zwischen Neutronen- und Fragment-Flugrichtung durchzuführen, ist die Target-Kammer drehbar aufgehängt, während die Neutronenzähler ortsfest sind. Die Messungen wurden mit zwei, voneinander unabhängigen, Neutronendetektoren durchgeführt.

Als Neutronendetektoren dienen Plastik-Szintillatoren (SZ1 bzw. SZ2) NE 111 (Nuclear Enterprises) von 110 mm bzw. 42 mm Durchmesser und je 10 mm Dicke, die direkt auf Photomultiplier VALVO XP 2041 bzw. 1021 angebracht sind.

3.2 Nachweiselektronik

Die experimentelle Anordnung sowie ein Blockschaltbild der verwendeten Elektronik ist in Abb. (1) dargestellt. Die Elektronik gliedert sich in den "langsamen Energiezweig" der "2E-Messung" zur Bestimmung der Fragmentenergien, einen "schnellen Zweig" zur Bestimmung der Flugzeit-Differenzen der Neutronen- und Spaltereignisse sowie einen Koinzidenzzweig.

3.2.1 Zeitzweig

Auf Grund der viel geringeren Auftreff-Rate von Neutronen auf die Plastik-Szintillatoren (SZ) im Vergleich zur Auftreff-Wahrscheinlichkeit von 252 Cf-Spaltfragmenten auf die beiden Halbleiterzähler wurde der in einem der beiden Photomultiplier PM1 oder PM2 (VALVO XP 2041 bzw. VALVO XP 1021 mit ORTEC Model 267 Photomultiplier Base) von einem Neutron bzw. Gamma-Quant verursachte Impuls als Start-Impuls gewählt. Bei einer früheren Versuchsanordnung triggerte der Photomultiplier-Impuls einen "Constant-Fraction-Timing-Discriminator" (CFTD), dessen Ausgangsimpuls den Start eines Zeit-Amplituden-Konverters aus-

löste. Dabei stellte sich heraus, dass die vom "Nulldurchgangs-Trigger" des CFTD's gewonnene Zeit-Information von der Discriminator-Schwelle des CFTD's abhängig war. Dieser Nachteil machte sich insbesondere für Impulshöhen von Photomultiplier-Signalen nahe der Discriminator-Schwelle bemerkbar (Ref.2). Um die Abhängigkeit der Zeit-Information von der Discriminator-Schwelle auszuschliessen, wird der Photomultiplier-Impuls über ein 50 Ω-T-Stück gesplittet. Ein Teilimpuls triggert den CFTD (CFTD1 bzw. CFTD2, jeweils CANBERRA Constant Fraction Timing Discriminator Model 1326D), dessen Schwelle möglichst niedrig über dem Rauschpegel eingestellt ist. Die kleinsten noch zugelassenen Impulshöhen werden in einem Nebenzweig durch einen "Leading-Edge-Discriminator"(LED1 bzw. LED2 LRS Model 621AL) festgelegt. Die schnellen CFTD-Ausgangs-NIM-Impulse werden 50 ns verzögert und mit den unverzögerten, aber 100 ns breiten Ausgangsimpulsen des LED in einer "AND-Einheit" (LRS Model 622 Quad Coincidence) zur Koinzidenz gebracht. Die Zeitinformation wird vom CFTD festgelegt.

Von dieser Koinzidenz-Einheit werden für die spätere Datenabspeicherung noch je ein Bit (Bit(1) bzw. Bit(2)) gesetzt, um die beiden Photomultiplier-Impulse zu kennzeichnen und somit zu unterscheiden.

Die von Photomultiplier-Signalen stammenden Impulse werden anschliessend über eine "OR-Einheit" (LRS Quad Coincidence Model 622) direkt auf den Start-Eingang des TAC gegeben (ORTEC Model 437A).

Die notwendige zweite Zeitinformation bilden die von Spaltfragmenten im (näher zur 252 Cf-Quelle gelegenen) kleinen Halbleiterzähler (HLZ1) ausgelösten Impulse. Der entferntere, grössere Halbleiterzähler (HLZ2) dient neben der Festlegung von Fragment-Fragment-Koinzidenzen zur Bestimmung der entsprechenden Fragment-Massen bzw. -Energien.

Direkt hinter den Halbleiterzählern (noch in der Target-Kammer) werden die beiden langsamen "Fragment-Energiezweige" über Widerstände und Kapazitäten von den schnellen "Fragment-Zeitzweigen" entkoppelt.

Die "schnellen" Halbleiterimpulse werden in "schnellen" Verstärkern (Eigenbau) verstärkt und gelangen über einen Hauptverstärker (LRS Model 234, V=10) auf Leading-Edge-Discriminatoren LED(A) bzw. LED(B) (LRS Model 621AL). Deren Triggerschwellen liegen gerade etwas höher als die den α-Teilchen entsprechenden Impulse (E_{α}^{kin}(252 Cf) = 6,1 MeV), so dass mit Sicherheit die gesamten Spaltfragmente registriert werden (70 MeV $\lesssim E_f^{kin} \lesssim$ 170 MeV). Durch die niedrige Schwelle lässt sich auch der "time-walk" niedrig halten. Die von HLZ1 herrührenden Ausgangsimpulse von LED(A) werden 30 ns verzögert und mit den unverzögerten 80 ns breiten Ausgangsimpulsen von LED(B) in einer "AND-Einheit" (LRS Quad Coinc Model 622) zur Koinzidenz gebracht. Die Fragment-Fragment-Koinzidenzausgangsimpulse werden 120 ns verzögert und ergeben das Stop-Signal für den TAC. Der Zeit-Amplituden-konvertierte Ausgangsimpuls wird intern um 0,5 μs verzögert und steuert das ADC (T) an.

Um gute Zeit-Signale zu erreichen, lag an HLZ1 die relativ hohe Spannung von U_{HLZ1} = 100 V, an HLZ2 U_{HLZ2} = 80 V.

3.2.2 Fragment-Energiezweig

Neben den schnellen Zeitsignalen werden an beiden HLZ energieproportionale Impulse ausgekoppelt. Die zu den Fragment-Energien proportionalen Impulse gelangen über ladungsempfindliche Vorverstärker (QVV, CANBERRA Model 970D) direkt auf Spectroscopy-Verstärker (ORTEC Model 971). Deren Ausgangssignale sind intern um 2 μs verzögert, so dass die Beendigung der Impulsverarbeitung im Zeitzweig sichergestellt ist. Die Impulshöhenanalyse findet schliesslich in den Analog-Digital-Konvertern ADC(E1) und ADC(E2) statt.

3.2.3 Koinzidenzzweig

Registriert man innerhalb von 100 ns nach einem koinzidenten Fragment-Fragment-Ereignis ein Neutron- bzw. γ-Quant-Ereignis, so wird unabhängig vom Fragment-Energie- und Zeitzweig mit einem entsprechenden Koinzidenzsignal ein Gate-Generator angesteuert. Dessen Ausgangssignal öffnet gleichzeitig die 3 ADC's für die beiden Fragment-Energien ADC(E1), ADC(E2) und die Neutronen- (bzw. γ-Quanten)-Flugzeit ADC (T).

3.2.4 Datenabspeicherung und -Verarbeitung

Durch ein Multiplexer-Interface (Eigenbau) wird die Abspeicherung der aus einer Spaltung stammenden drei Größen - Fragment-Energien E1 und E2, Neutronen- (bzw. γ-Quant)-Flugzeit T - zwischen der eigentlichen Meßapparatur und der Datenregistrierung gesteuert. Die zur Auswertung bestimmten Daten werden einerseits in einem FACIT-Lochstreifenstanzer (FACIT 4071) in Tripel-Form, andererseits in einem 1024-Kanal-Vielkanal-Analysator MCA (CANBERRA 8100) in Spektrums-Form abgespeichert. Der Vielkanal-Analysator dient als Monitor zur ständigen Kontrolle der ^{252}Cf-Fragment-Neutronen-Zeit-Spektren als auch der gesamten Elektronik. Der Speicherinhalt des MCA's lässt sich über den FACIT-Stanzer und über eine Teletype auslesen.

In den ADC's werden die ankommenden analogen Impulshöhen in digitale Information umgewandelt. Die Fragment-Energien werden in ADC(E1) und ADC(E2) in 256 Kanäle, die Neutronen- bzw. γ-Quant-Flugzeit in ADC(T) in 512 Kanäle unterteilt. Ist die Konversion in den ADC's beendet, so werden von ihnen "STORE"-Impulse an das Multiplexer-Interface weitergegeben. Ist der FACIT-Stanzer zur Datenabspeicherung bereit, so werden die in den ADC's "parallel" anliegenden Daten zusammen mit dem Bit zur Kennzeichnung des Photomultiplier-Signals vom Multiplexer seriell abgerufen und Ereignis für Ereignis im FACIT registriert.

Gleichzeitig erfolgt die Daten-Übertragung auf den als Monitor

dienenden MCA. Nach der Übertragung geht ein "CLEAR"-Befehl vom FACIT an das Interface, der die ADC's und das Bit in die Ausgangsstellung zurücksetzt. Anschliessend kann erneut mit der Konversion eines Daten-Tripels begonnen werden. Die Datenabspeicherungs-Frequenz wird vom FACIT bestimmt.

4. E I C H U N G

4.1 Energie-Eichung der Halbleiterzähler

Die Energie-Eichung der Halbleiterzähler für schwere Ionen (hier 252 Cf-Spaltfragmente) erfolgt nach dem von H. W. Schmitt et al. (Ref.3, Ref.4) angegebenen Verfahren. Mit beiden Halbleiterzählern werden nicht-koinzidente Fragment-Ereignisse registriert. Aus den Spalt-Spektren erhält man über die Peak-Lagen der Impulshöhen-Verteilungen von leichten und schweren Fragmenten die "Schmitt'schen-Eichkonstanten" a_i, a_i', b_i, b_i' ($i = 1,2$ entspr. HLZ1, HLZ2) der Detektor-Eichgleichung.

$$E_{k,i} = (a_i+a_i'.m_i).X_i+(b_i+b_i'.m_i) \quad , \quad i = 1,2 \; .$$

Dabei bedeutet m_i die Masse von Fragment i nach Emission der prompten Neutronen und X_i die Kanalzahl im ADC(E1) bzw. ADC(E2) ($[E_i]$ = MeV, $[m_i]$ = amu).

4.2 Zeit-Eichung der Neutronen-Flugzeit-Spektren

Der Zeit-Nullpunkt des Neutronen-Flugzeit-Spektrums lässt sich aus der Lage des Peaks der prompten γ-Quanten (Bestimmung der Lage des Schwerpunktes des γ-Peaks) einschliesslich einer Korrektur für die bekannte Flugzeit der γ-Quanten sehr genau festlegen.

Die Eichung der Zeit-Skala wird mit zwei verschiedenen Methoden durchgeführt:

(i) Mittels geeichter Verzögerungsleitungen:
Das einer Kanalbreite entsprechende Zeitintervall wird durch Verschiebung des γ-Peaks mit Hilfe mehrerer geeichter Verzögerungsleitungen bestimmt.

(ii) Mittels "Time Calibrator":
Zur Eichung von TAC und ADC(T) werden auf START- und STOP-Eingang des TAC Generator-Impulse eines Time Calibrators (ORTEC Model 462) gegeben, die die gleiche Form und Höhe wie die Trigger-Impulse aufweisen. Aus den Abständen der eingelesenen Eich-Peaks ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen Kanalverschiebung ΔZ und Zeitverschiebung Δt.

Beide Eichungen der Zeitskala stimmen sehr genau überein. Bei der gewählten Verstärkung wurde $\Delta t/\Delta Z = (340{,}99 \pm 0{,}15)$ ps/Kanal gemessen.

5. NEUTRONEN-DETEKTOREN UND NACHWEISWAHRSCHEINLICHKEIT

Zum Nachweis der 252 Cf-Spaltneutronen dienen zwei zylinderförmige Plastik-Szintillatoren NE 111 von je 10 mm Höhe und 42 mm bzw. 110 mm Durchmesser, die direkt auf die Photomultiplier VALVO XP 1021 bzw. VALVO XP 2041 angebracht sind.

Bei der gewählten Szintillator-Dicke wird die Verbreiterung der Neutronen-Zeit-Spektren durch Zeitverschmierung infolge unterschiedlicher n-Streuorte relativ klein gehalten. Ausserdem lassen sich Mehrfachstreuungen in erster Näherung vernachlässigen.

5.1 Ansprechwahrscheinlichkeit der Neutronen-Detektoren

Die Anzahl der in den einzelnen Zeit-Kanälen registrierten Neutronen hängt nicht nur von der Häufigkeit der vorkommenden Geschwindigkeiten der aus den Fragmenten emittierten Neutronen ab, sondern auch von der unterschiedlichen Nachweiswahrscheinlichkeit der Plastik-Szintillatoren für verschieden energetische Neutronen. Die Ansprechwahrscheinlichkeit ist von der Energie der Neutronen, insbesonders unmittelbar oberhalb der elektronischen Nachweisschwelle stark abhängig. Wie im folgenden beschrieben, wurde die Neutronennachweiswahrscheinlichkeit rechnerisch ermittelt (Monte-Carlo-Verfahren):

(i) Nachweis von Neutronen:

Der Nachweis der Neutronen erfolgt indirekt, indem geladene Teilchen nach Stössen mit Neutronen einen gewissen Energiebetrag dieser Neutronen übernehmen und erst diese im Szintillator Fluoreszenzlicht erzeugen. Unter den möglichen Reaktionen spielt aus kinematischen Gründen die Neutron-Proton-Streuung eine hervorragende Rolle. Neben der elastischen Streuung am Proton ist aber auch elastische und inelastische Streuung am Kohlenstoffkern, sowie eine Kern-Reaktion mit letzterem möglich. Die Energie der dabei erzeugten geladenen Teilchen wird in der nachfolgenden Ionisationsabbremsung teilweise in Fluoreszenzlicht umgewandelt. Die Lichtausbeute, d.h. der Bruchteil der in Fluoreszenzlichtenergie umgesetzten Ionisationsenergie, hängt neben der Szintillatorsubstanz auch vom geladenen Teilchen ab, das die Ionisation hervorruft. Bei gleicher Energie erzeugen Protonen mehr Licht als Alpha-Teilchen oder Kohlenstoffkerne bei der Abbremsung im Szintillator. Ein Teil des von den Rückstoßteilchen im Szintillator erzeugten Lichtes wird vom Photomultiplier in einen elektrischen Impuls umgewandelt. Die Anzahl dieser registrierten Impulse entspricht somit der Zahl der nachgewiesenen Neutronen. Allerdings wird wegen des Verlaufs der Wirkungsquerschnitte verschiedener Reaktionen, der Szintillatorgeometrie, der nachfolgenden Elektronik sowie des elektronischen Rauschens nicht jedes auf den Szintillator aufgetroffene Neutron nachgewiesen. Im Grenzfall können die Neutronen auch ohne jede Reak-

tion den Szintillator durchqueren.

Als absolute Nachweiswahrscheinlichkeit wird das Verhältnis der Anzahl der nachgewiesenen Neutronen zur Anzahl der auf den Szintillator auftreffenden Neutronen definiert.

Definition der absoluten Nachweiswahrscheinlichkeit:

$$\varepsilon_{tot}(E_n) = \frac{N(E_n)}{N_o(E_n)}$$

$N(E_n)$: Zahl der nachgewiesenen Neutronen

$N_o(E_n)$: Zahl der auf den Szintillator mit der Energie E_n auftreffenden Neutronen.

(ii) Nachweis von γ-Quanten:

Die neben den Neutronen auf den Szintillator auftreffenden γ-Quanten der Spaltungsreaktion erzeugen durch Wechselwirkung mit den Elektronen ebenfalls Fluoreszenzslicht. Auf Grund der bei der Spaltung auftretenden γ-Quanten-Energien und den niedrigen Kernladungszahlen der im Szintillator enthaltenen Elemente überwiegt dabei die Compton-Streuung gegenüber Photoeffekt und Paarbildung.

5.1.1 Der Prozess $^1H(n,n)^1H$

Der Prozess der Neutron-Proton-Streuung trägt in erster Linie

zum Neutronennachweis bei, da hier eine vollständige Energieübertragung möglich ist und das Proton die grösste Lichtausbeute liefert. Die (n,p)-Streuung ist im cm-System für Neutronen-Energien $E_n \lesssim 15$ MeV isotrop. Die Transformation in das Labor-System ergibt für die Energieverteilung der Rückstossprotonen ein Rechteckspektrum mit $0 \leq E_p \leq E_n$.

5.1.2 Mehrfachstreuung

Neben der einfachen (n,p)-Streuung kann das Neutron auf seinem Weg im Szintillator mehrere Reaktionen nacheinander ausführen. Deren Einfluß wird zunächst diskutiert.

(i) Erste Streuung am Kohlenstoff, zweite Streuung am Proton:
Die elastische und inelastische Streuung von Neutronen am Kohlenstoffkern liefern wegen der ungünstigen Massenverhältnisse der am Stoß beteiligten Partner bzw. des geringen Energieübertrags ($\approx 0{,}25$ En) nur sehr wenig Szintillationslicht. Die resultierenden Impulse liegen praktisch im Rauschen des Multipliers und damit unterhalb der gesetzten elektronischen Energieschwelle. Allerdings kann ein zunächst am Kohlenstoffkern gestreutes Neutron in einer Sekundärreaktion eine (n,p)-Streuung ausführen, die zu einem Neutronen-Nachweis führt.

(ii) Erste und zweite Streuung am Proton:
Trifft das einfallende Neutron nach einer (n,p)-Streuung

erneut auf ein Proton, so summieren sich die Lichtausbeuten der beiden Rückstoßprotonen. Der Detektor registriert diesen Streuablauf als ein einziges Ereignis. Weitere Mehrfachstreuungen von Neutronen an Protonen können zwar stattfinden, die Wahrscheinlichkeit solcher Prozesse hängt allerdings sehr stark von der Szintillatordimension und der Energie der einfallenden Neutronen ab. Bei der vorliegenden Szintillatorgeometrie können Drei- und Mehrfachstreuungen des Typs (n,p) vernachlässigt werden.

5.1.3 Randeffekte der Protonen

Protonen, die nahe der Oberfläche des Szintillators erzeugt werden, können ihn eventuell verlassen und somit nur einen Teil ihrer Energie im Szintillator abgeben. Ein wichtiger Parameter hierbei ist die energieabhängige Protonenreichweite: $R_p = 0{,}015 \cdot E_p^2$ cm; $[E_p]$ = MeV (Ref.5).

5.2 Beschreibung des Monte-Carlo-Programms zur Berechnung der alsoluten Nachweiswahrscheinlichkeit

Die Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit wurde mit Hilfe eines von G. Kanisch (Ref.21) entwickelten und von R. Kirchner (Ref.22) verbesserten Monte-Carlo-Programms für Neutronen-Energien zwischen 0,1 MeV und 15 MeV durchgeführt, das auf den

Szintillatortyp NE 111 umgestellt und nach niedrigen Energien hin erweitert wurde. Damit wird das absolute Ansprechvermögen der beiden zylindrischen NE 111-Szintillatoren für monochromatische Neutronen im Energiebereich von 0 MeV bis 4,0 MeV in 0,1 MeV-Schritten, von 4,0 MeV bis 15,0 MeV in 0,2 MeV-Schritten simuliert. Dazwischenliegende Neutronen-Energiewerte werden linear interpoliert.

Mit der bekannten Szintillator-Geometrie, den prozentualen Anteilen der einzelnen Elemente im Szintillator, ihren Neutronen-Energie-abhängigen Wirkungsquerschnitten für Neutronen-Streuung und der damit zusammenhängenden unterschiedlichen Lichtausbeute, sowie der elektronischen Nachweisschwelle lässt sich die Ansprechwahrscheinlichkeit der Neutronen-Detektoren berechnen.

Das Monte-Carlo-Programm simuliert den Ablauf des Neutronen-Nachweisprozesses und berechnet die absolute Nachweiswahrscheinlichkeit der beiden verschieden grossen Neutronendetektoren NE 111 mit unterschiedlicher elektronischer Nachweisschwelle. Dazu wird der Weg eines in den Szintillator einfallenden Neutrons definierter Energie von seiner ersten Reaktion bis hin zum produzierten Fluoreszenzlicht verfolgt. Im Monte-Carlo-Programm werden die statistisch stattfindenden Einzelprozesse durch einen Zufallsgenerator simuliert.

Um die absolute Nachweiswahrscheinlichkeit eines Detektors zu bestimmen, lässt man ein fiktives, paralleles, monoenerge-

tisches Neutronenstrahlbündel gleichverteilt und senkrecht auf die Stirnfläche des Szintillators auftreffen. Im Prinzip könnte man die Zahl der eingefallenen Neutronen vorgeben und die zugehörige Zahl der nachgewiesenen Neutronen bestimmen. Um aber Resultate gleicher statistischer Genauigkeit zu erhalten, wird der umgekehrte Weg beschritten: Im Monte-Carlo-Programm wird entschieden, wieviele Neutronen einer bestimmten Energie in den Szintillator eintreffen müssen, bis eine vorgegebene Anzahl der Neutronen mit den Kernen des Szintillatormaterials in Wechselwirkung tritt und somit registriert wird.

Für die in Frage kommenden Neutronen-Energien werden neben der den grössten Beitrag liefernden Reaktion $^{1}H(n,n)^{1}H$ noch folgende neutroneninduzierte Kernreaktionen im Szintillator berücksichtigt:

Tab. 1

$^{1}H(n,n)^{1}H$	n-p-Streuung
$^{12}C(n,n)^{12}C$	n-C-Streuung (elastisch)
$^{12}C(n,n')^{12}C$	n-C-Streuung (inelastisch)
$^{12}C(n,\alpha)^{9}Be$	
$^{12}C(n,n'3\alpha)$	

Nach Festlegung des Neutronen-Eintrittsortes auf der Szintillator-Stirnfläche (x,y,z = 0) erfolgt die Bestimmung des Reaktionsortes (x,y,z) durch "Auswürfeln" der freien Weglänge λ aus dem totalen Wirkungsquerschnitt σ_T für das Szintillatormaterial. Findet eine Wechselwirkung der Neutronen im Szintillator

statt, so wird der Reaktionstyp durch einen Zufallszahlengenerator $r \in [0,1]$ festgelegt. Für $r \leq n_H \cdot \sigma_H \cdot (n_H \cdot \sigma_H + n_C \cdot \sigma_C)^{-1}$ liegt (n,p)-Streuung vor, andernfalls (n,C)-Streuung. Dabei bedeuten n_H, n_C die Protonen- bzw. Kohlenstoffdichte im Szintillator NE 111 und $\sigma_H = \sigma_H(E_n)$, $\sigma_C = \sigma_C(E_n)$ den totalen Wirkungsquerschnitt für (n,p)- und (n,C)-Streuung bei der vorgegebenen Neutronenenergie.

Anschliessend werden im Monte-Carlo-Programm für diejenigen Neutronen, die eine bestimmte Reaktion ausgelöst haben, die zur Neutronenenergie E_n gehörigen partiellen Wirkungsquerschnitte aufgerufen, der Reaktionswinkel gewürfelt sowie die Lichtausbeute der erzeugten geladenen Teilchen unter Berücksichtigung von Randeffekten berechnet. Weitere nachweisbare Neutronenreaktionen können im Szintillator stattfinden, falls die Neutronenenergie nach der ersten Reaktion über der elektronischen Schwelle E_s liegt. In diesem Fall wird für die sekundäre Neutronenenergie der neue Reaktionsort und -typ "gewürfelt". Daraus ergeben sich die neuen erforderlichen partiellen Wirkungsquerschnitte. Bei den hier vorliegenden "dünnen" Szintillatoren werden maximal drei solcher Sekundärprozesse durchlaufen.

Die Monte-Carlo-Simulation der Reaktionsprozesse wird beendet, sobald die vorgegebene Maximalzahl der Mehrfachstreuungen erreicht wird, das Neutron den Szintillator verlässt oder die Neutronenenergie E_n die elektronische Energieschwelle E_s unterschreitet.

5.3 Wirkungsquerschnitte und Winkelverteilungen

Für die Berechnung des Nachweisvermögens geht die Zusammensetzung des Szintillators (NE 111) ein. Laut Hersteller-Firma (Nuclear Enterprises) sind die prozentuellen Massen-Anteile der Elemente:

C = 91,000 %
H = 8,350 %
O = 0,235 %
N = 0,408 %

Verhältnis der Atom-Anzahlen H/C = 1,0933
Spezifische Dichte: ϱ = 1,032 gr cm^{-3}
Daraus berechnen sich die folgenden Teilchenzahldichten:

$n_C = 0{,}04711 \cdot 10^{24}$ C-Atome.cm^{-3}
$n_H = 0{,}05151 \cdot 10^{24}$ H-Atome.cm^{-3}
$n_O = 0{,}000091 \cdot 10^{24}$ O-Atome.cm^{-3}
$n_N = 0{,}000181 \cdot 10^{24}$ N-Atome.cm^{-3}

In Abb.(2) und Abb.(3) sind die benutzten Wirkungsquerschnitte dargestellt.

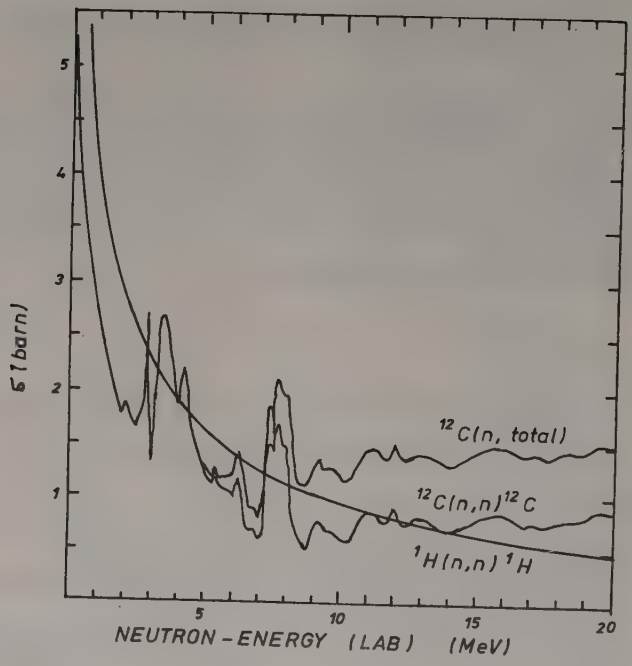

σ (barn)
NEUTRON-ENERGY (LAB) (MeV)
$^{12}C(n, total)$
$^{12}C(n,n)^{12}C$
$^{1}H(n,n)^{1}H$

Abb.2

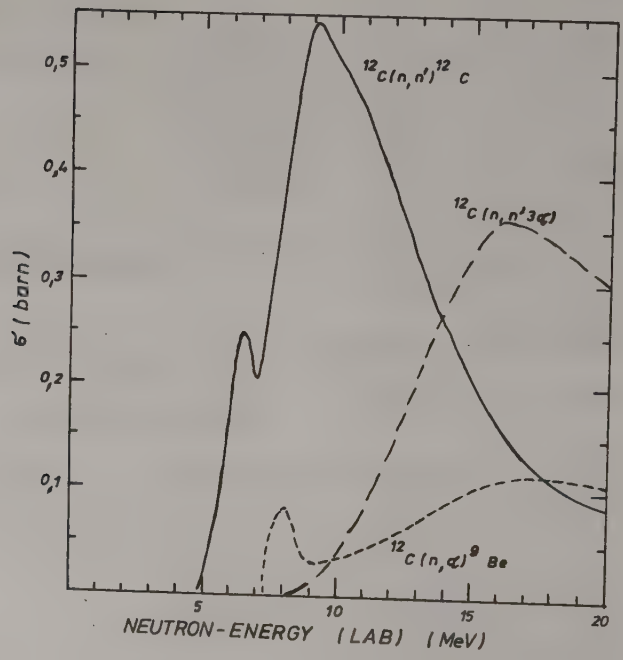

σ (barn)
NEUTRON-ENERGY (LAB) (MeV)
$^{12}C(n,n')^{12}C$
$^{12}C(n,n'3\alpha)$
$^{12}C(n,\alpha)^{9}Be$

Abb.3

5.3.1 (n,p)-Streu-Wirkungsquerschnitt

Zur Berechnung der energieabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeit $\mathcal{E}_{tot}(E_n)$ wird der von C. D. Swartz et al. angegebene analytische Ausdruck für den winkelintegrierten Neutronen-Protonen-Wirkungsquerschnitt verwandt (Ref.6), (Ref.19):

$$\sigma_H^{tot}(E_n) = \frac{3.\pi}{1,206.E_n+(-1,86+0,09415.E_n+1,306.10^{-4}.E_n^2)^2} + \frac{\pi}{1,206.E_n+(0,4223+0,13.E_n)^2}$$

E_n = Labor-Neutronen-Energie in MeV

$\sigma_H(E_n)$ in barn .

Die experimentell bestimmten n-p-Wirkungsquerschnitte werden damit im Energiebereich 0,5 MeV $\lesssim E_n \lesssim$ 20 MeV mit der hinreichenden Genauigkeit $\lesssim$1% wiedergegeben (Ref.8,9,10,24).

Die ab etwa 14 MeV-Neutronenenergie auftretende Anisotropie der H-Streuung wird mit der von Gammel angegebenen Anpassungsformel für den differentiellen Wirkungsquerschnitt berücksichtigt (Ref.7):

$$\sigma_H(\theta,E_n) = \frac{\sigma_H^{tot}(E_n)}{4\pi} \cdot \frac{1+b\cos^2\theta}{1+\frac{b}{3}} \quad \text{mit } b = 2(\frac{E_n}{90})^2$$

E_n = Neutronen-Energie im Labor-System in MeV.

θ = Streuwinkel der Neutronenim Labor-System.

Diese Anisotropie spielt hier allerdings praktisch keine Rolle.

5.3.2 Weitere benutzte Wirkungsquerschnitte

Neben der n-p-Streuung werden noch die folgenden Reaktionen berücksichtigt:

(i) $^{12}C(n,n)^{12}C$- und $^{12}C(n,n')^{12}C$-Streuung.
Für die totalen winkelintegrierten n-^{12}C-Streuwirkungsquerschnitte werden neben den Daten aus Ref.(11) bis Ref.(17) die von S. Cierjacks et al. mit 5%iger Genauigkeit gemessenen Wirkungsquerschnitte verwendet (Ref.25). Sind sie nicht von vornherein in 0,1 MeV Abständen bekannt, so werden die Wirkungsquerschnitte interpoliert. Die partiellen Wirkungsquerschnitte stammen von R. E. Textor und V. V. Verbinsky (Ref.35).

Die experimentellen Winkelverteilungen für elastische und inelastische n-^{12}C-Streuung sind der Datensammlung von Ref.(26) entnommen.

(ii) $^{12}C(n,\alpha)^{9}Be$-Reaktion nach Ref.(36).

(iii) $^{12}C(n,n3\alpha)$-Reaktion nach Ref.(23).

5.4 Lichtausbeuten für Protonen, α-Teilchen, Kohlenstoff und Beryllium

Die Berechnung der Lichtausbeute der möglichen geladenen Rückstoßteilchen erfolgt nach R. Batchelor et al. (Ref.29). Nach

A. Bertin et al. (Ref.32) werden damit die Ergebnisse für die Protonenlichtausbeute bei kleinen Szintillatoren besser wiedergegeben als die von V. V. Verbinsky (Ref.30) und R. L. Crown and D. L. Smith (Ref.34) gefundenen Lichtausbeute-Kurven.

Als Lichtausbeute ergibt sich demnach für:

(i) Protonen: $L_p = 0{,}215 \cdot E_p + 0{,}028 \cdot E_p^2$ für $0\ \text{MeV} \leq E_p \leq 8\ \text{MeV}$

$L_p = 0{,}600 \cdot E_p - 1{,}280$ für $8\ \text{MeV} \leq E_p \leq 14\ \text{MeV}$

(ii) α-Teilchen: $L_\alpha = 0{,}046 \cdot E_\alpha + 0{,}007 \cdot E_\alpha^2$

(iii) Kohlenstoff: $L_C = 0{,}017 \cdot E_C$

(iv) Beryllium: $L_{Be} = 0{,}020 \cdot E_{Be}$

wobei $[E_p], [E_\alpha], [E_C], [E_{Be}]$ = MeV.

Die Lichtüberführung vom Szintillator zur Photokathode wurde zu Eins angenommen. Dieser Ansatz führt dann zu vernachlässigbar kleinen Fehlern, falls die elektronische Nachweisschwelle klein gegenüber der mittleren Lichtausbeute ist.

5.5 Elektronische Nachweisschwelle

Mit der aus Datenblättern entnommenen Empfindlichkeit der Photokathode wird schließlich die Lichtausbeute-Verteilung in eine

Photoelektronen-Verteilung umgerechnet.

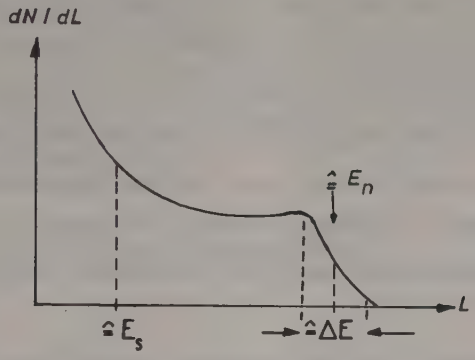
Um vom Eigenrauschen des Multipliers freizukommen, wird über einen Impulshöhen-Diskriminator eine elektronische Nachweisschwelle gesetzt. Im Endeffekt werden nur diejenigen Neutronen nachgewiesen, die zu einer Photoelektronenzahl führen, deren zugehörigen Impulshöhen am Ausgang des Multipliers über der Triggerschwelle liegen.

5.6 Einfluss des endlichen Energieauflösungsvermögen

Auf Grund der statistischen Lichtüberführung auf die Kathode und der statistischen Erzeugung der Photoelektronen an der Kathode besitzt das Detektorsystem Plastik-Szintillator-Photomultiplier - auch bei einer festen weiter oben berechneten Lichtausbeute (die z.B. einer festen Protonenenergie entspricht)- eine endliche Energieauflösung. Diese wird nach Ausführung des Monte-Carlo-Programms simuliert, indem eine Faltung von sämtlichen Spektren mit einer Gauss-Funktion der Standardabweichung $\sigma \sim \sqrt{\text{Impulshöhe}}$ ausgeführt wird (Impulshöhe $\hat{=}$ Lichtausbeute in elektronenäquivalenten Energien). Als relatives Energieauflösungsvermögen wird $\Delta E/E = 0{,}08$ abgeschätzt.

Bei fester Neutronenenergie E_n ergibt sich für die Rückstoßprotonen bzw. auch für die Lichtausbeute im idealen Fall ein Rechteckspektrum.

Aus den angeführten Gründen weist das Spektrum jedoch an den Grenzen einen anderen Verlauf auf. In der Abb.(4) geht die Bedeutung der einzelnen Grössen und ihr Einfluß auf das Auflösungsvermögen hervor, insbesondere lässt sich die Notwendigkeit einer hinreichend niedrig angesetzten elektronischen Nachweisschwelle erkennen (Siehe u. a. Kap. 5.7).



L = Impulshöhe

dN/dL = Zahl der Impulse dN im Impulshöhenintervall $[L, L+dL]$

Abb.4 Skizze zur Energieauflösung des Szintillators

5.7 Einfluss der elektronischen Nachweisschwelle

Vom elektronischen Rauschen abgesehen, werden durch das Detektorsystem ausschließlich n- (bzw. γ-) Ereignisse nachgewiesen, deren Impulshöhe grösser als die elektronische Schwelle (Schwellenenergie = E_s) ist. Wegen der endlichen Energieauflö-

sung lassen sich allerdings auch noch Neutronen nachweisen, deren Energie E_n (s. Abb.(4)) etwas unterhalb der elektronischen Schwelle E_s liegt. Die elektronische Schwelle beeinflußt die Nachweiswahrscheinlichkeit der Neutronen maßgeblich in einem Energiebereich nahe der Schwelle. Einerseits sollte sie im vorliegenden Experiment relativ hoch angesetzt werden, um die registrierten Neutronen "eindeutig" denjenigen Fragmenten zuzuordnen, die auch in Richtung der Neutronendetektoren flogen (diese Neutronen besitzen i.a. eine höhere Labor-Energie als die entgegengesetzt zur Fragmentflugrichtung emittierten). Andererseits lässt sich das Ansprechvermögen umso genauer berechnen, je niedriger diese elektronische Schwelle ist, da die Impulshöhen dann fast ausnahmslos darüber liegen.

Die elektronischen Schwellen betrugen im Experiment $E_{s,1} = 0,83$ MeV bzw. $E_{s,2} = 0,35$ MeV. Sie wurden aus den Neutronen-Flugzeit-Spektren bestimmt, indem für verschiedene Triggereinstellungen die untere Grenzenergie der Neutronen als Funktion der Triggereinstellung aufgetragen wurde.

5.8 Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit

Das Ansprechvermögen der Neutronen-Detektoren lässt sich jetzt aus dem gefaltenen Szintillationsspektrum bestimmen, indem die oberhalb der elektronischen Schwelle E_s nachgewiesenen Ereignisse $N(E_n,E_s)$ (entspricht den registrierten Neutronen), aufsummiert werden und durch die Gesamtzahl $N_o(E_n)$ der auf

den Szintillator aufgetroffenen Neutronen dividiert wird:

$$\varepsilon_{(E_n,E_s)} = \frac{N(E_n,E_s)}{N_o(E_n)}$$

Die Zahl der Ereignisse $N(E_n,E_s) = 5000$ an nachgewiesenen Neutronen wird im Monte-Carlo-Lauf für die Neutronen-Energie E_n vorgegeben, d.h. es wird gefragt, wieviele Neutronen $N_o(E_n)$ auf den Szintillator auftreffen müssen, bis 5000 Neutronen davon nachgewiesen werden.

Das Resultat ist in Abb.(5) dargestellt.

5.8.1 Genauigkeit der berechneten Nachweiswahrscheinlichkeit $\varepsilon(E_n,E_s)$

In der Literatur finden sich für den Szintillator NE 111 keine gemessenen oder berechneten Nachweiswahrscheinlichkeiten. G. Kanisch (Ref.21) und R. Kirchner (Ref.22) geben für NE 213 einen Fehler von 5% bis 8 MeV Neutronenenergie und von etwa 8% bis 15 MeV an. In dieser Grössenordnung dürfte auch in der vorliegenden Rechnung der Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit liegen. Der Fehler kommt zustande auf Grund der Unsicherheiten in der elektronischen Nachweisschwelle und den Wirkungsquerschnitten der Reaktionen aus 5.3.2. Die elektronische Schwelle E_s geht empfindlich in die Bestimmung des absoluten Szintilla-

tor-Ansprechvermögens ein. Ein kritischer Test für den richtigen Wert von E_s stellt die Berechnung der mittleren Neutronenzahl $\bar{\nu}_T$ und der Vergleich mit gut bekannten Literaturwerten dar.

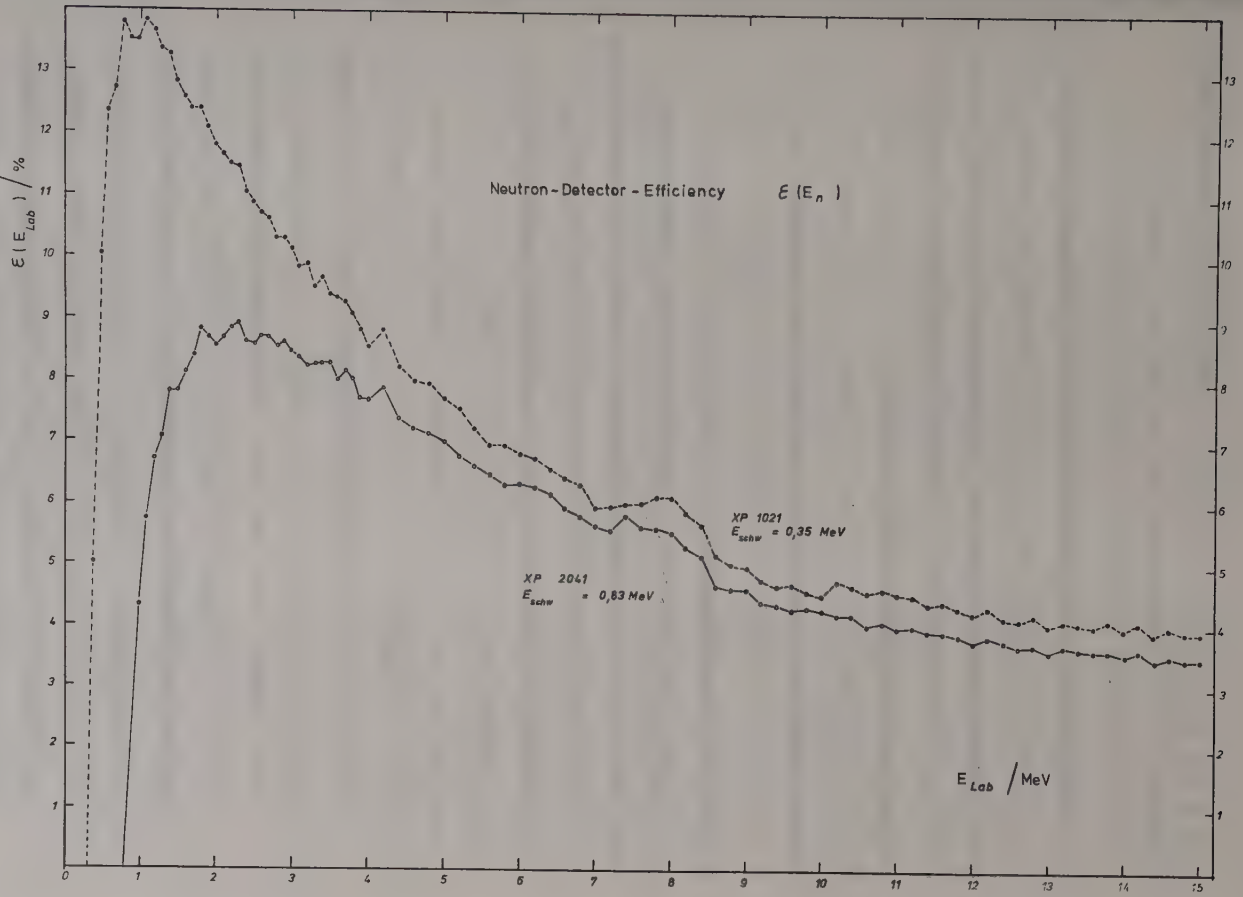

Neutron-Detector-Efficiency ε (E_n)
ε (E_Lab) / %
E_Lab / MeV
XP 1021
E_schw = 0,35 MeV
XP 2041
E_schw = 0,83 MeV

Abb.5

6. FEHLERQUELLEN UND DATENKORREKTUREN

6.1 Untergrund in den gemessenen Neutronen-Flugzeit-Spektren

Durch den Nachweis von mit der Spaltung unkorrelierten Neutronen (bzw. γ-Quanten) ist im gemessenen Zeitspektrum der Neutronen ein gewisser Untergrund vorhanden.

Dieser Untergrund setzt sich aus 3 Anteilen zusammen:

(i) Zufällige Ereignisse:
Dieser Anteil des Untergrundes wird von nicht-korrelierten "Start-Stop"-Ereignissen verursacht. Zufällige Ereignisse sind mit der Zeit unkorreliert und erscheinen als konstanter Untergrund, auf dem sich die echten Ereignisse "abheben".

(ii) Streu-Untergrund:
Diese zweite Ursache des Untergrunds rührt von Neutronen bzw. γ-Quanten her, die zwar aus dem nachgewiesenen Fragment stammen, aber den Szintillator erst über Ein- oder Mehrfach-Streuung infolge Streuung an Luft oder an Materialien der Umgebung erreichen. Im Flugzeit-Spektrum tauchen sie als niederenergetische Neutronen auf. Mit der relativ massenarmen Konstruktion wurde versucht, diesen Anteil möglichst gering zu halten. Offensichtlich lässt er sich vernachlässigen (vgl. die Flugzeit-Spektren!).

(iii) Verzögerte γ-Quanten:

Die γ-Quanten werden von den Fragmenten 10^{-11}s bis 10^{-5}s nach der Spaltung emittiert. Johannson (Ref.20) hat gezeigt, dass der überwiegende Teil der prompten γ-Quanten bei der spontanen Spaltung von 252 Cf innerhalb von $\Delta t \ll 1$ ns nach dem Zerfall emittiert wird. Ungefähr 6% der γ-Quanten werden allerdings erst zwischen 15 ns und 100 ns emittiert. Diese verzögerten γ-Quanten erscheinen im Neutronen-Zeit-Spektrum bezüglich des Peaks der prompten γ-Quanten als exponentieller Abfall zu grösseren Zeiten hin, d.h. die prompten hochenergetischen Spaltneutronen ($\gtrsim 12$ MeV) lassen sich dadurch im experimentellen Flugzeit-Spektrum nicht mehr von den verzögerten γ-Quanten trennen. Dieser Einfluss lässt sich durch Vergrösserung des Neutronen-Flugwegs vermindern (allerdings auf Kosten der Meßdauer). Bei dem in diesem Experiment typischen Flugweg von ≈ 60 cm wird ihr Beitrag zur maximalen Labor-Neutronen-Energie von ≈ 12 MeV zu $\leq 3\%$ abgeschätzt.

6.2 Zeit-Verschmierung

Die Zeitauflösung des gesamten Systems lässt sich durch die Halbwertsbreite des Peaks der prompten γ-Quanten angeben. Der Zahlenwert für die Halbwertsbreite beträgt $t \approx 1{,}0$ ns (PM1) bzw. $t \approx 0{,}80$ ns (PM2).

Die Verbreiterung hat drei Ursachen:

(i) Beitrag der Elektronik.

(ii) Unterschiedliche Flugwege auf Grund von verschiedenen Streuorten der γ-Quanten, bzw. Neutronen im Plastik-Szintillator.

(iii) Endliche Breite der Zeitkanäle (0,341 Kanäle/ns), "grouping-Korrektur".

Die grouping-Korrektur wurde durch eine Zufalls-Funktion berücksichtigt, wobei Gleichverteilung über einen Zeitkanal angenommen wurde.

6.3 Energie- und Massenauflösung der Halbleiterzähler

Die experimentellen Unsicherheiten in der Bestimmung der kinetischen Energien und der Massen der Spaltfragmente setzen sich aus folgenden Fehlern zusammen:

(i) Die Energieauflösung (FWHM) der Oberflächenhalbleiterzähler:
Sie beträgt nach (Ref.46) ungefähr $\Delta E_{HLZ} \approx 1{,}5$ MeV.

(ii) Die Varianz der Anzahl der von einem Fragment emittierten Neutronen:

J. Terrell (Ref.41) gibt dafür $\overline{\sigma_\nu^2(A^+)} = 0{,}76$ an. Dies führt über die Beziehung $E^+ = E(1 + \frac{\nu}{A^+})$ auf eine Halbwertsbreite der berechneten primären Energie - über alle Fragment-Massen gemittelt - von $\Delta E^+_\nu \approx 1{,}5$ MeV.

(iii) Die Variation der Neutronenemissionsrichtung:
Dieser Beitrag liefert den Hauptanteil (ca. 70%) zur Energieverschmierung der Fragmente.

(iv) Die grouping-Korrektur:
Die Kanalbreite betrug ca. 0,15 MeV. Die grouping-Korrektur kann daher vernachlässigt werden.

Zu Ref.(27) wird von A. Gavron gezeigt, daß die insgesamt resultierende Verschmierung (FWHM) der gemessenen totalen kinetischen Energie $\Delta E \approx 6$ MeV beträgt.

Da die Massen der Fragmente iterativ aus den zu ihren Energien proportionalen Impulshöhen bestimmt wurden, ist die Energieauflösung auch direkt mit der Massenauflösung im vorliegenden "2E-Experiment" verknüpft. Aufgrund von Massen- und Impulserhaltung gilt:

$$A_1^+ = A_C \frac{E_2^+}{E_1^+ + E_2^+} = A_C \cdot \frac{E_2^+}{E_k^+} \quad \text{und analog für } A_2^+.$$

Daraus folgt: $\left(\frac{\Delta A_1^+}{A_1^+}\right)^2 = \left(\frac{\Delta E_2^+}{E_2^+}\right)^2 + \left(\frac{\Delta E_k^+}{E_k^+}\right)^2$, falls die Kovarianz verschwindet.

Damit lässt sich die Massenauflösung (FWHM) der Halbleiterzähler zu $\Delta A^+ \approx 4$ amu abschätzen.

6.4 Berücksichtigung der räumlichen Ausdehnung der 252 Cf-Quelle und der Detektoren

Bei der üblichen Betrachtungsweise, Target und Detektoren als punktförmig anzunehmen, wird die Auftreffwahrscheinlichkeit von Neutronen auf den Szintillator falsch eingeschätzt. Insbesondere für Neutronengeschwindigkeiten in der Nähe der Fragmentgeschwindigkeiten ($v_n \approx v_F$) wird die Neutronenzahl stark überschätzt. Daher muss die endliche Ausdehnung der 252 Cf-Quelle, der beiden Halbleiterzähler und der Szintillatoren berücksichtigt werden.

Als Rechenverfahren bietet sich hier eine Monte-Carlo-Variation an:

(i) Zunächst wird der 252 Cf-Spaltort durch eine Zufallsfunktion festgelegt und

(ii) anschliessend der Fragment-Auftreffpunkt auf den nahen, kleinen Halbleiterzähler.

(iii) Weitergerechnet wird nur für solche Ereignisse, bei denen das komplementäre Fragment auf den grossen, entfernteren Halbleiterzähler trifft, der den Nachweisraumwinkel festlegt.

(iv) Schliesslich wird noch der Neutronen-Auftreffpunkt auf den Szintillator variiert.

In (i), (ii) und (iv) wird eine Gleichverteilung der Wahrscheinlichkeit angenommen. Mit diesem Verfahren lassen sich sowohl für die Fragmente als auch für die Neutronen mittlere Flugwege des gewählten experimentellen Aufbaus bestimmen. (Beispielsweise betrugen die mittleren Neutronenflugwege in der "0°-Messung" $\overline{l_1}$ = 70,08 cm bez. PM1, $\overline{l_2}$ = 61,50 cm bez. PM2 sowie $\overline{\overline{l_{11}}}$ = 62,78 cm bez. PM1 und $\overline{\overline{l_{22}}}$ = 65,18 cm bez. PM2 in der "90°-Messung"). Zusammen mit den gemessenen Zeitspektren erhält man daraus Fragment- und Neutronengeschwindigkeiten im Labor. Analog wird ein mittlerer Neutronen-Emissionswinkel im Labor berechnet.

7. A U S W E R T E V E R F A H R E N

7.1 Bestimmung der Massen und der kinetischen Energien der Spaltfragmente unter Berücksichtigung des Rückstoßes des nachgewiesenen Neutrons

(vgl. dazu Kap.8)

Im vorliegenden Experiment wurden nur Fragment-Ereignisse registriert, in denen koinzident ein Neutron (bzw. γ-Quant) in einem der beiden Szintillatoren nachgewiesen wurde. Die Annahme isotroper Neutronenemission aus den Fragmenten lässt sich bei Nachweis eines Neutrons in Neutronendetektoren, die nur kleine Raumwinkel erfassen, nicht mehr aufrecht erhalten, da durch die Messung Ereignisse mit definierter Neutronen-Emissionsrichtung ausgesucht werden. Wegen der bekannten Neutronen-Emissionsrichtung lässt sich aber der Rückstoß des Neutrons bei der iterativen Bestimmung der Fragment-Masse und -Energie berücksichtigen. Da die aus den Fragmenten emittierten Neutronen im Labor-System eine ausgeprägte Vorzugsrichtung in die Fragmentflugrichtung aufweisen und die gesetzte elektronische Schwelle E_s entgegengesetzt zur Geschwindigkeitsrichtung der Fragmente emittierte Neutronen bevorzugt unterdrückt, wird das nachgewiesene Neutron demjenigen Fragment zugeordnet, mit dem auch die Flugrichtung ungefähr übereinstimmt (vgl. Abb.(6) und Kap.1). Dieses Fragment wird im folgenden mit 1 indiziert.

Die kinematischen Verhältnisse sind im Diagramm (6) abgebildet:

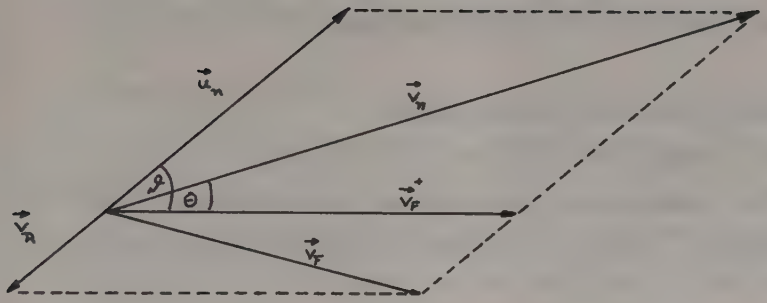


Abb. 6

$\vec{v}_F^+$ = Fragment-Geschwindigkeit vor Neutronen-Emission

$\vec{v}_n$ = Neutronen-Geschwindigkeit im Labor-System

$\vec{u}_n$ = Neutronen-Geschwindigkeit im cm-System des Spaltfragments

$\vec{v}_R$ = Fragment-Geschwindigkeit infolge Rückstoß bei Neutronen-Emission

$\vec{v}_F$ = Fragment-Geschwindigkeit nach Neutronen-Emission

Θ, ϑ = Neutronen-Emissionswinkel im Labor-System bzw. cm-System gegenüber Fragment-Flugrichtung.

(i) 0-te Näherung:

Die sekundären Massen A_1, A_2 werden aus den energieproportionalen Halbleiterzähler-Impulshöhen X_1, X_2 abgeschätzt (vgl. Kap.6.3):

$$A_1 = A_c \cdot \frac{X_2}{X_1+X_2} , \qquad A_2 = A_c \cdot \frac{X_1}{X_1+X_2} ,$$

A_c = Compound-Kern-Masse in amu.

Als primäre Fragment-Geschwindigkeit nimmt man $v_1^+ = v_2^+ =$ 1,19 ns/cm an, als mittlere Zahl der emittierten Neutronen $\bar{\nu}(A_1^+,E_1^+) = \bar{\nu}(A_2^+,E_2^+) = 1{,}8$ amu.

(ii) Beginn des Iterationsverfahrens:

Die sekundären Fragment-Energien ergeben sich aus der H. W. Schmittschen Eichgleichung mit den obigen Schätzmassen A_1 und A_2 und den Eichparametern aus Abschnitt 4.1:

$$E_i = (a_i + a_i' A_i) X_i + b_i + b_i' A_i \quad , \quad i = 1,2 \quad .$$

Physikalisch interessieren aber die primären Energien und Massen E_1^+, E_2^+, A_1^+ und A_2^+, um z.B. die Neutronenemission in der Form $\bar{\nu}(A^+,E^+)$ angeben zu können.

Während sich bei Fragment 2 zur Berechnung der primären Fragment-Energie im Mittel isotrope Neutronen-Emission annehmen lässt und damit gilt

$$E_2^+ = E_2 \left(1 + \frac{\bar{\nu}(A_2^+,E_2^+)}{A_2}\right) \quad , \quad A_2^+ = A_2 + \bar{\nu}(A_2^+,E_2^+) \quad ,$$

trifft diese Voraussetzung bezüglich Fragment 1 nur für die nicht nachgewiesenen Neutronen zu. In jedem registrierten koinzidenten Spaltungs-Neutronen-Ereignis wird dagegen ein Neutron nachgewiesen. Sei die mittlere Zahl der aus Fragment 1 der Masse A^+ emittierten Neutronen $\bar{\nu}(A^+,E^+)$ und die Zahl der nicht registrierten isotrop emittierten

Neutronen $\bar{\nu}_{isotrop}(A^+,E^+) := \bar{\nu}_-(A^+,E^+)$. Für $\bar{\nu}(A^+,E^+) \gg 1$ erwartet man dann $\bar{\nu}_-(A^+,E^+) = \bar{\nu}(A^+,E^+)-1$. Genauer lässt sich die Zahl der aus Fragment 1 emittierten und nicht nachgewiesenen Neutronen folgendermaßen berechnen:

Die Wahrscheinlichkeit für die Emission von n Neutronen aus einem Fragment der Masse A^+ und der Energie E^+ sei $P_n(A^+,E^+)$ mit $\sum_{n=o}^{\infty} P_n = 1$, sowie $\bar{\nu}(A^+,E^+) = \sum_{n=o}^{\infty} nP_n$. Dann folgt die Wahrscheinlichkeit, dass bei Nachweis von einem Neutron noch $\bar{\nu}_-$ Neutronen isotrop emittiert werden zu:

$$\bar{\nu}_-(A^+,E^+) = \sum_{n=1}^{\infty} P_n(n-1) = \sum_{n=1}^{\infty} nP_n - \sum_{n=1}^{\infty} P_n = \sum_{n=o}^{\infty} nP_n - \sum_{n=o}^{\infty} P_n + P_o$$

d. h. $\bar{\nu}_-(A^+,E^+) = \bar{\nu}(A^+,E^+)-1+P_o(A^+,E^+)$.

$\bar{\nu}_-$ ist i.a. abhängig von der Verteilung $P_o(A^+,E^+)$. Für P_o wurde eine Poisson-Verteilung angesetzt:

$$P_o = e^{-\bar{\nu}(A^+,E^+)} .$$

Für Grössen $\bar{\nu} \gg 1$ geht dann der berechnete Wert für $\bar{\nu}_-$ in den weiter oben erwarteten Wert $\bar{\nu}_- = \bar{\nu} - 1$ über.

Das Problem liegt jetzt in der Umrechnung der gemessenen sekundären Energie (E_1) in die interessierende primäre Energie (E_1^+) des Fragments. Dabei wird zunächst einmal berücksichtigt, dass das vermessene Fragment (Energie E_1) vor der isotropen Emission von $\bar{\nu}_-$-Neutronen die Energie $\tilde{E}_1^+$ hatte, wobei gilt:

$$\tilde{E}_1^+ = E_1 \cdot \frac{A_1 + \bar{\nu}(A_1^+, E_1^+)}{A_1} = E_1 \left(1 + \frac{\bar{\nu}(A_1^+, E_1^+)}{A_1}\right) .$$

Entsprechend ist die zugehörige Fragmentmasse :

$$\tilde{A}_1^+ = A_1 + \bar{\nu}(A_1^+, E_1^+) .$$

Damit lässt sich schreiben:

$$\tilde{E}_1^+ = E_1 \cdot \frac{\tilde{A}_1^+}{A_1} = \frac{1}{2} A_1 \cdot v_1^2 \cdot \frac{\tilde{A}_1^+}{A_1} = \frac{1}{2} \tilde{A}_1^+ \cdot v_1^2 .$$

In dieser Beziehung ist zunächst die Grösse v_1 unbekannt. Sie wird aus der Kinematik des Emissionsprozesses, der im nachfolgenden Kapitel 7.2 beschrieben ist, unter Berücksichtigung des Fragment-Rückstosses aus der primären Geschwindigkeit v_1^+ (Schätzwert der 0-ten Näherung s.o.) sowie aus den gemessenen Grössen für Neutronen-Energie und -Emissionswinkel berechnet. Schliesslich muss noch auf das nicht isotrop (im Szintillator nachgewiesene) emittierte Neutron korrigiert werden, um die interessierende primäre Energie E_1^+ zu erhalten. Es ist:

$$E_1^+ = \frac{1}{2}(\tilde{A}_1^+ + m_n) v_1^{+2} = \frac{1}{2}(\tilde{A}_1^+ + m_n) v_1^{+2} \frac{v_1^2}{v_1^2} = \frac{1}{2} \tilde{A}_1^+ \left(1 + \frac{m_n}{\tilde{A}_1^+}\right) v_1^2 \frac{v_1^{+2}}{v_1^2}$$

$$\text{oder} \quad E_1^+ = \tilde{E}_1^+ \left(1 + \frac{m_n}{\tilde{A}_1^+}\right) \frac{v_1^{+2}}{v_1^2} .$$

Endlich werden die primären Massen A_1^+ und A_2^+ aus Impuls- und Massenerhaltungssatz gemäß den exakten Gleichungen

(A_C = Compoundkernmasse)

$$A_1^+ = A_C \frac{E_2^+}{E_1^+ + E_2^+} \qquad \text{bzw.} \qquad A_2^+ = A_C \frac{E_1^+}{E_1^+ + E_2^+}$$

berechnet. Damit ist der erste Durchlauf des Iterationsverfahrens beendet.

(iii) 2-ter und folgende Iterationsschritte:

Im zweiten Iterationsschritt werden die Fragmentgeschwindigkeiten aus

$$v_1^+ = \sqrt{\frac{2E_1^+}{kA_1^+}} \quad , \qquad v_2^+ = \sqrt{\frac{2E_2^+}{kA_2^+}}$$

mit k = Umrechnungsfaktor (k = 1,03603) und die sekundären Massen der Spaltfragmente aus

$$A_1 = A_1^+ - \bar{\nu}(m_1^+, E_1^+) \quad , \qquad A_2 = A_2^+ - \bar{\nu}(A_2^+, E_2^+)$$

ermittelt. Ferner werden an dieser Stelle für $\bar{\nu}(A^+, E^+)$ im Vergleich zur 0-ten Näherung genauere Werte eingesetzt.

Die Abhängigkeit der mittleren Zahl der emittierten Neutronen von der primären Fragment-Masse und -Energie $\bar{\nu}(A^+, E^+)$ wurde in einem ersten Auswertungsschritt den Dissertationen von H. Henschel und H. Hipp (Ref.31) entnommen. In der Endauswertung werden eigene Werte benützt.

Für die mittleren Neutronenmultiziplitäten $\bar{\nu}(A^+)$ gilt danach in den einzelnen Massenbereichen (jeweils gemittelt über die Fragmentenergie E^+):

(i) $\bar{\nu}(A^+) = 0{,}095 \cdot A^+ - 7{,}619$ $\quad 80 \text{ amu} \leq A^+ < 122 \text{ amu}$

(ii) $\bar{\nu}(A^+) = 0{,}4 \cdot A^+ + 52{,}8$ $\quad 122 \text{ amu} \leq A^+ < 132 \text{ amu}$

(iii) $\bar{\nu}(A^+) = 0{,}143 \cdot A^+ - 18{,}57$ $\quad 132 \text{ amu} \leq A^+ < 160 \text{ amu}.$

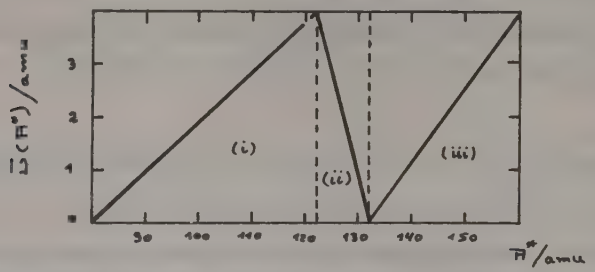


Abb.7

Die Abhängigkeit des $\bar{\nu}(A^+,E^+)$ von der Energie E^+ wird in Form einer Taylorentwicklung angesetzt:

$$\bar{\nu}(A^+,E^+) = \bar{\nu}(A^+) + \left.\frac{\partial \bar{\nu}(A^+,E^+)}{\partial E^+}\right|_{E^+=\bar{E}^+} \cdot (E^+ - \bar{E}^+)$$

mit $\dfrac{\partial \bar{\nu}(A^+,E^+)}{\partial E^+} = 0{,}08 \text{ amu.MeV}^{-1}$ (Ref.31).

Für die mittleren Fragment-Energien $\bar{E}^+$, die in der Taylorentwicklung auftreten, werden zunächst ebenfalls die Daten von H. Henschel und H. Hipp (Ref.31) übernommen:

(i) $\overline{E^+(A^+)}$ = 107 MeV 80 amu $\leq A^+ <$ 105 amu

(ii) $\overline{E^+(A^+)}$ = (-0,48.A^++157,4) MeV 105 amu $\leq A^+ <$ 132 amu

(iii) $\overline{E^+(A^+)}$ = (-1,05.A^++231,5) MeV 132 amu $\leq A^+ <$ 160 amu

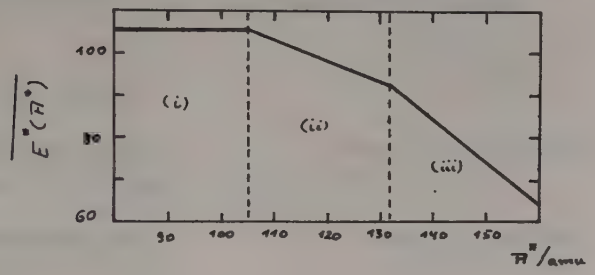


Abb. 8

Am Ende des zweiten Iterationsschrittes stehen verbesserte Werte für E_1^+, E_2^+, A_1^+ und A_2^+ an, die ihrerseits als Eingabedaten für den dritten Schritt dienen, usw.

(iv) Ende des Iterationsverfahrens:

Am Ende eines Iterationsschrittes wird die Konvergenz der Iteration überprüft, indem die Massen mit denen des vorletzten Schrittes verglichen werden. Das Verfahren wird beendet für einen Massenunterschied $\Delta A^+ < 0{,}2$ amu.

7.2 Umrechnung der Neutronen-Flugzeitspektren in -Energiespektren

7.2.1 Kinematik der Spaltneutronen

Die kinematischen Verhältnisse sind in Diagramm(6) dargestellt. Zwischen den einzelnen Geschwindigkeiten bestehen folgende

Zusammenhänge:

$$v_F^{\,2} = v_F^{+2} + v_R^{\,2} - 2v_F^{+} v_R \cos\vartheta \qquad \text{(Cosinussatz)}$$

$$\text{mit } \vec{v}_R = -\frac{m_n}{A^+ - m_n}\vec{u}_n$$

$$u_n^2 = v_F^{+2} + v_n^{+2} - 2v_F^{+} v_n \cos\Theta \qquad \text{(Cosinussatz)}$$

$$v_n^2 = v_F^{+2} + u_n^2 + 2v_F^{+} u_n \cos\vartheta \qquad \text{(Cosinussatz)}$$

$$u_n \sin\vartheta = v_n \sin\Theta \qquad \text{(Sinussatz)}$$

7.2.2 Umrechnung der Raumwinkel

Für die Raumwinkel im Labor- und cm-System gilt:

$$d\Omega_{cm}(\vartheta,\varphi) = \sin\vartheta \; d\vartheta \; d\varphi$$
$$d\Omega_{Lab}(\Theta,\Phi) = \sin\Theta \; d\Theta \; d\Phi \; ; \qquad d\Phi = d\varphi \; .$$

Aus den Gleichungen von Kap.7.2.1 für u_n^2 und v_n^2 folgt durch Addition:

$$0 = 2v_F^{+2} + 2v_F^{+} u_n \cos\vartheta - 2v_F^{+} v_n \cos\Theta \; .$$

Daraus erhält man durch Differenzieren nach ϑ bei festgehaltenem v_F^+ und u_n:

$$0 = -u_n \sin\vartheta - \frac{dv_n}{d\vartheta} \cos\Theta + v_n \sin\Theta \frac{d\Theta}{d\vartheta} \quad .$$

Differentation nach ϑ der Gleichung für v_n^2 ergibt:

$$v_n \frac{dv_n}{d\vartheta} = -v_F^+ u_n \sin\vartheta \quad .$$

Zusammen mit dem Sinussatz folgt schliesslich:

$$\frac{d\Theta}{d\vartheta} = 1 - \frac{v_F^+}{v_n} \cos\Theta \quad .$$

Für die Umrechnung der Raumwinkel im Labor- und cm-System findet man also:

$$\frac{d\Omega_{Lab}(\Theta,\Phi)}{d\Omega_{cm}(\vartheta,\varphi)} = \frac{d\Omega_{Lab}(\Theta)}{d\Omega_{cm}(\vartheta)} = \frac{\sin\Theta\, d\Theta}{\sin\vartheta\, d\vartheta} = \frac{u_n}{v_n}\left(1 - \frac{v_F^+}{v_n} \cos\Theta\right) \quad .$$

Eine Diskussion dieser Gleichung ergibt $d\Omega_{Lab}(\Theta) < d\Omega_{cm}(\vartheta)$, d.h. die Neutronen werden im Laborsystem tatsächlich in einen Kegel mit im Vergleich zum cm-System kleinerem Öffnungswinkel emittiert. Die Fragmentflugrichtung bildet dabei die Symmetrieachse des Kegels.

7.2.3 Bestimmung der Neutronenflugzeit

Im Neutronenflugzeitexperiment wird ein Zeitsignal (Start) durch Spaltfragmente ausgelöst, die auf den näher zur 252 Cf-Quelle gelegenen Halbleiterzähler (HLZ1) treffen. Das zweite

Zeitsignal (Stop) ergibt sich durch den Nachweis eines koinzidenten Neutrons oder γ-Quants im Szintillator. Gemessen wird daher lediglich die Flugzeitdifferenz zwischen Neutron (bzw. γ-Quant) und dem korrelierten Spaltfragment F:

$$\Delta t_n(F) = t_n - t_F + t_o \qquad \text{bzw.}$$

$$\Delta t_\gamma(F) = t_\gamma - t_F + t_o \quad .$$

Dabei ist t_o = const.,

$$t_F = \frac{s_F}{v_F} \quad \text{mit} \quad v_F = \sqrt{\frac{2E_F}{kA_F}} \quad .$$

Die Konstante k ist ein Umrechnungsfaktor, um aus den üblichen Einheiten amu für die Masse und MeV für die Energie die Geschwindigkeit in $cm.ns^{-1}$ zu erhalten (k = 1,03603).

Die Zeitskala des Flugzeitspektrums ist durch die Eichung aus Kap.4.2 bestimmt, deren Nullpunkt wird aus der Lage des Schwerpunkts des γ-Peaks berechnet. Somit erhält man die tatsächliche Flugzeit eines aus dem Fragment F der Masse A_F^+ und der Energie E_F^+ emittierten Neutrons gemäß

$$t_n = \Delta t_n(F) - \overline{\Delta t_\gamma}(F) + t_F - \overline{t_F} + t_\gamma \quad .$$

Diese Korrektur wurde für jedes einzelne Neutronenereignis durchgeführt. Damit ergeben sich korrigierte Neutronenflugzeitspektren.

7.2.4 Umrechnung der Neutronen-Flugzeit-Spektren in -Energie-Spektren

Aus den gemessenen Neutronenflugzeiten lässt sich über den in Kap. 6.4 berechneten Flugweg der Neutronen die Geschwindigkeit der Neutronen Ereignis für Ereignis im Labor sofort bestimmen. Die den Geschwindigkeiten $v_n(\Theta)$ entsprechenden Neutronen-Energien E_n im Labor-System ergeben sich als:

$$E_n = \frac{1}{2} m_n v_n^2(\Theta) \quad .$$

Aus der gemessenen Neutronengeschwindigkeit v_n im Labor erhält man die cm-Geschwindigkeit u_n aus der Beziehung für:

$$u_n^2 = v_F^{+2} + v_n^2 - 2 v_F^+ v_n \cos\Theta$$

aus Kap. 7.2.1. Je nach Zählerstellung wird dabei ein im Kap. 6.4 über ein Monte-Carlo-Verfahren bestimmter mittlerer Wert für $\cos\Theta$ eingesetzt. Schließlich erhält man die Neutronenenergie im cm-System zu:

$$\eta = \frac{1}{2} m_n u_n^2 \quad .$$

8. ERGEBNIS UND DISKUSSION DER GEMESSENEN NEUTRONEN-FLUGZEIT-SPEKTREN

In den Abbildungen (9),(10) und (11),(12) sind die gemessenen Neutronen-Flugzeit-Spektren bei Neutronen-Emissionswinkeln von 0° und $\approx 80^{\circ}$ relativ zur Fragment-Flugrichtung dargestellt. Dabei ist der γ-Peak im Maßstab 1:20 abgebildet.

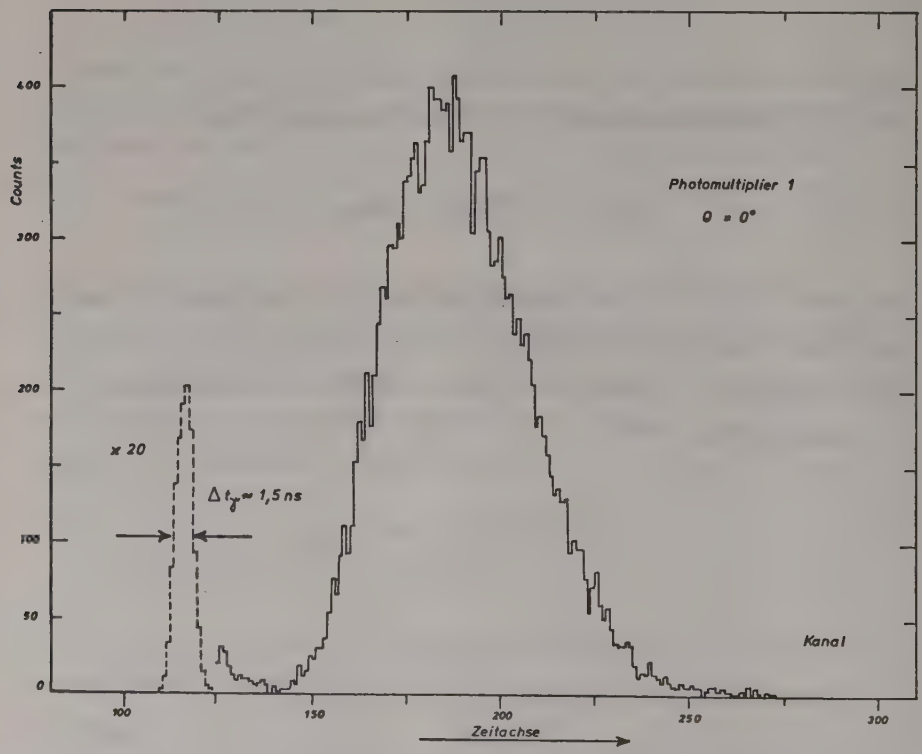


Abb. 9 Neutronenflugzeitverteilung der von PM1 in der "0°-Messung" nachgewiesenen Neutronen

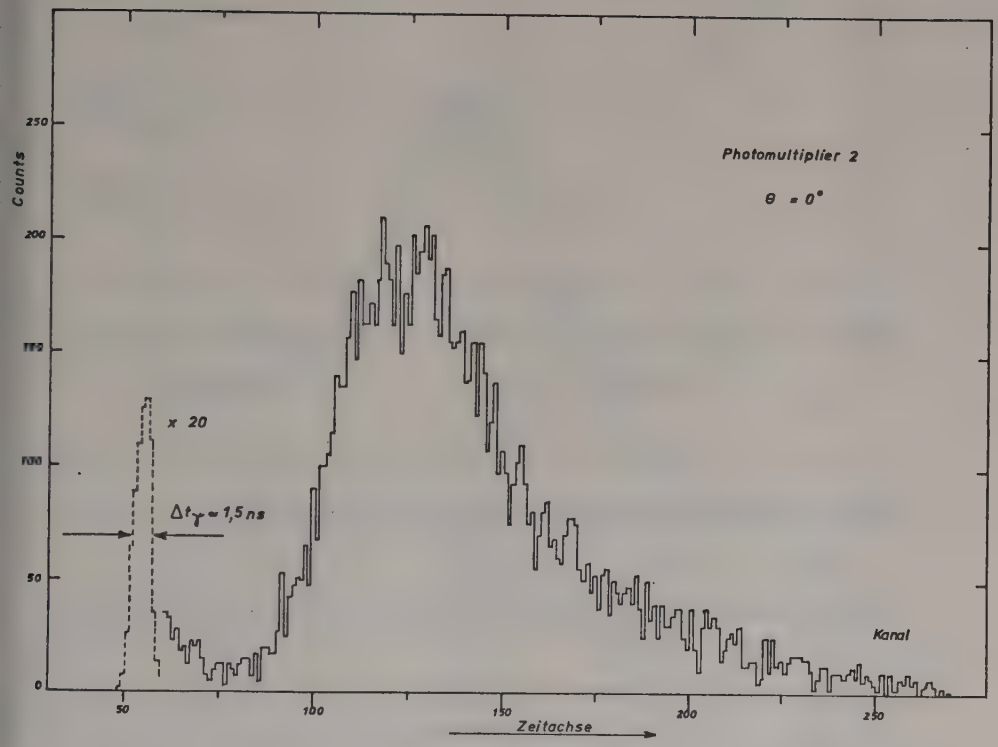


Abb. 10 Neutronenflugzeit-Verteilung der von PM 2 in der "0°-Messung" nachgewiesenen Neutronen

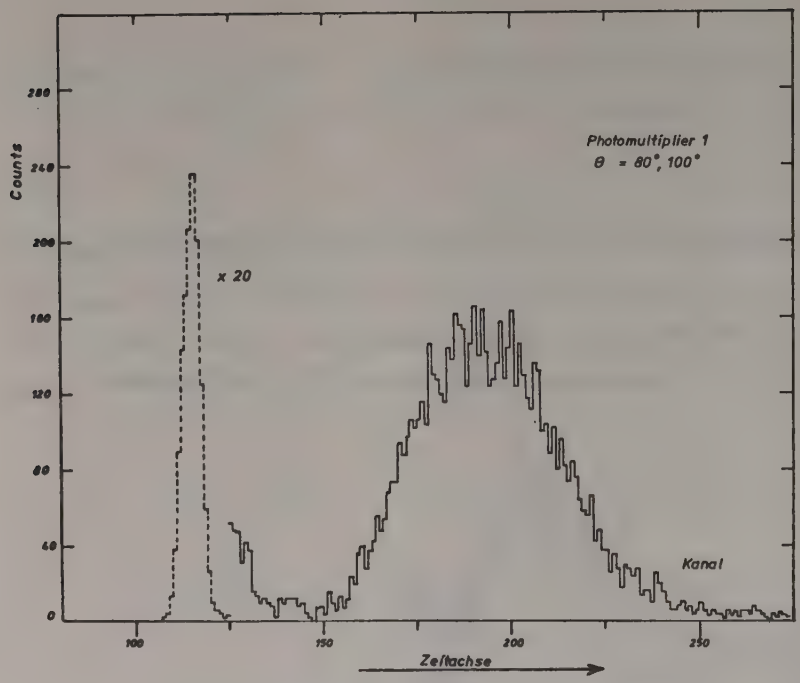


Abb. 11 Neutronenflugzeitverteilung der von PM1 in der "80°, 100°-Messung" nachgewiesenen Neutronen

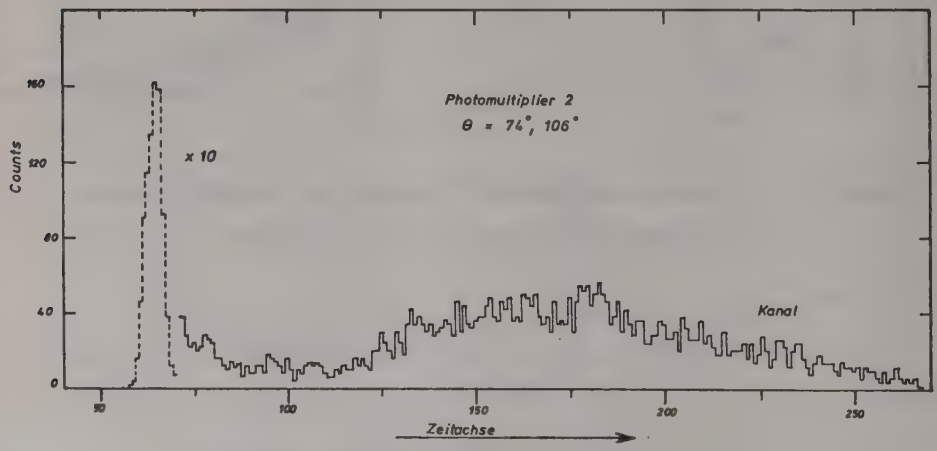


Abb. 12 Neutronenflugzeitverteilung der von PM2 in der "74°,106°-Messung" nachgewiesenen Neutronen

Bei einem Winkel von $\Theta = 80^{\circ}$ zwischen der Flugrichtung der Neutronen und den leichten und schweren Fragmenten beobachtet man in gleicher Zeit sehr viel weniger koinzidente Fragment-Neutronen-Ereignisse als bei $\Theta = 0^{\circ}$. Die beobachteten Zählraten betrugen (bez. PM1):

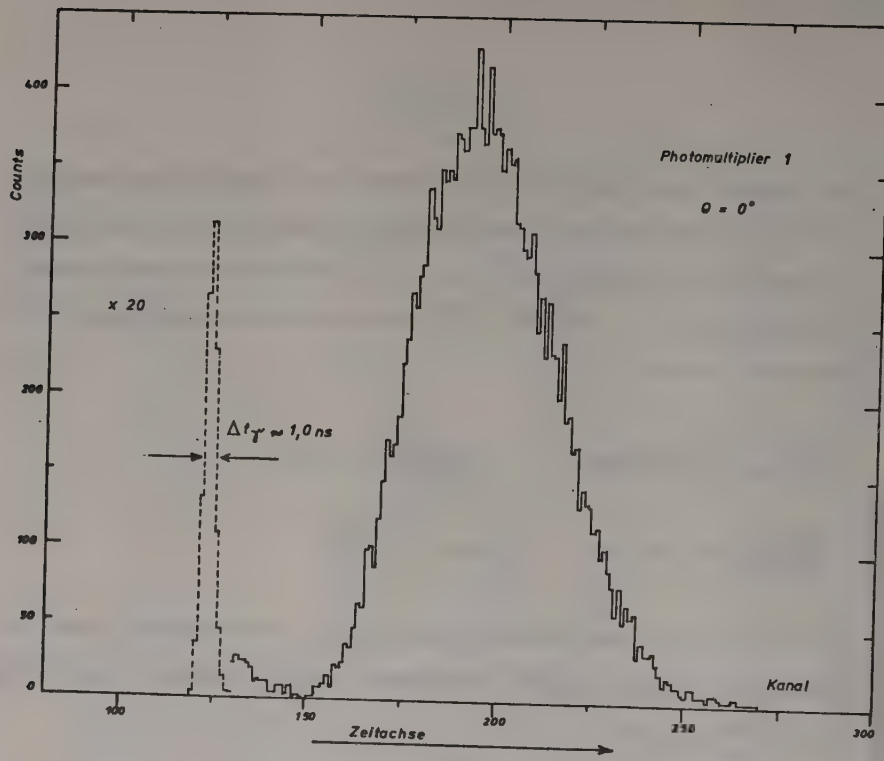
$$\frac{\Delta^2 N}{\Delta t . \Delta\Omega} = 355{,}29 \text{ min}^{-1} \qquad \text{bez. } \Theta = 0^{\circ} \text{ und}$$

$$\frac{\Delta^2 N}{\Delta t . \Delta\Omega} = 20{,}52 \text{ min}^{-1} \qquad \text{bez. } \Theta = 80^{\circ} \ .$$

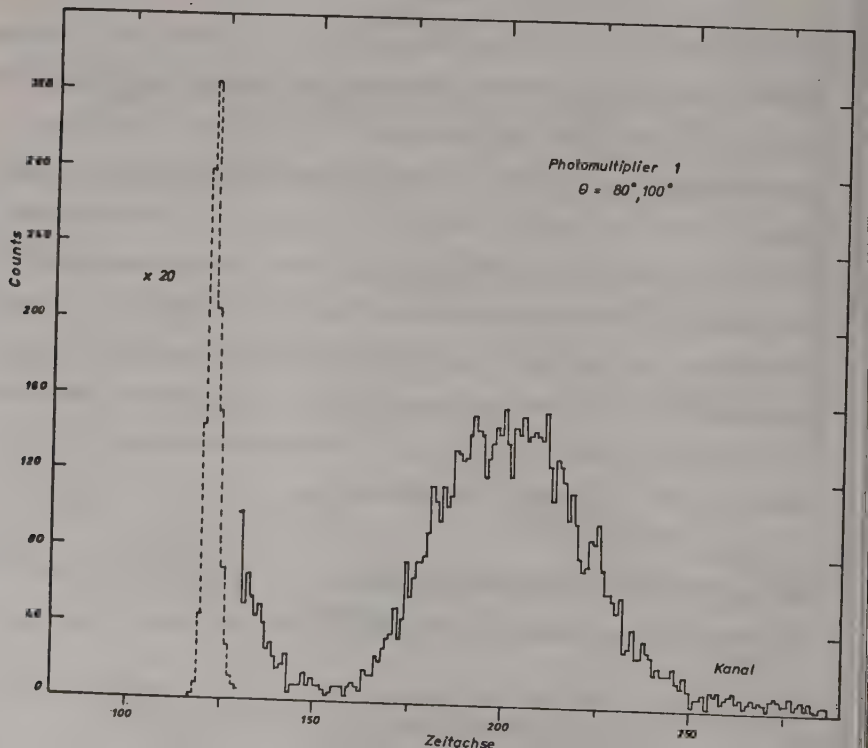
Dies stimmt mit der anfangs gemachten Annahme überein, dass die Neutronen im Labor-System bevorzugt in die Fragment-Flugrichtung emittiert werden.

Die als Maß für die Zeitauflösung dienende Breite des γ-Peaks (FWHM) beträgt hier $\Delta t \approx 1{,}5$ ns für die beiden Szintillatoren (Vgl. dazu Kap. 6.2). Der unterschiedliche Abfall der Flugzeitspektren der von PM1 und PM2 registrierten Neutronen nach längerer Zeit hin erklärt sich sofort durch die unterschiedlichen elektronischen Schwellen der beiden Neutronendetektoren. Der ausserhalb des Neutronen-Spektrums und γ-Peaks zu findende Untergrund ist praktisch zu vernachlässigen. Dies lässt sich insbesondere durch den geringen Anteil an streuenden Materialien erklären. Die Struktur in den Neutronen-Flugzeit-Verteilungen bleibt innerhalb der Statistik.

Mit der bekannten Fragment-Flugzeit t_F erhält man schliesslich korrigierte Neutronen-Flugzeit-Spektren. Dabei verringert


Counts
400
300
200
100
50
0
x 20
Δt_γ ≈ 1,0 ns
Photomultiplier 1
θ = 0°
Kanal
100
150
200
250
300
Zeitachse

bb. 13


Counts
240
200
160
120
80
40
0
x 20
Photomultiplier 1
θ = 80°, 100°
Kanal
100
150
200
250
Zeitachse

ob. 14

sich die Halbwertsbreite des γ-Peaks auf $\Delta t_\gamma \approx$ 1,0 ns bez. SZ(1) und $\Delta t_\gamma \approx$ 0,80 ns bez. SZ(2) (FWHM).

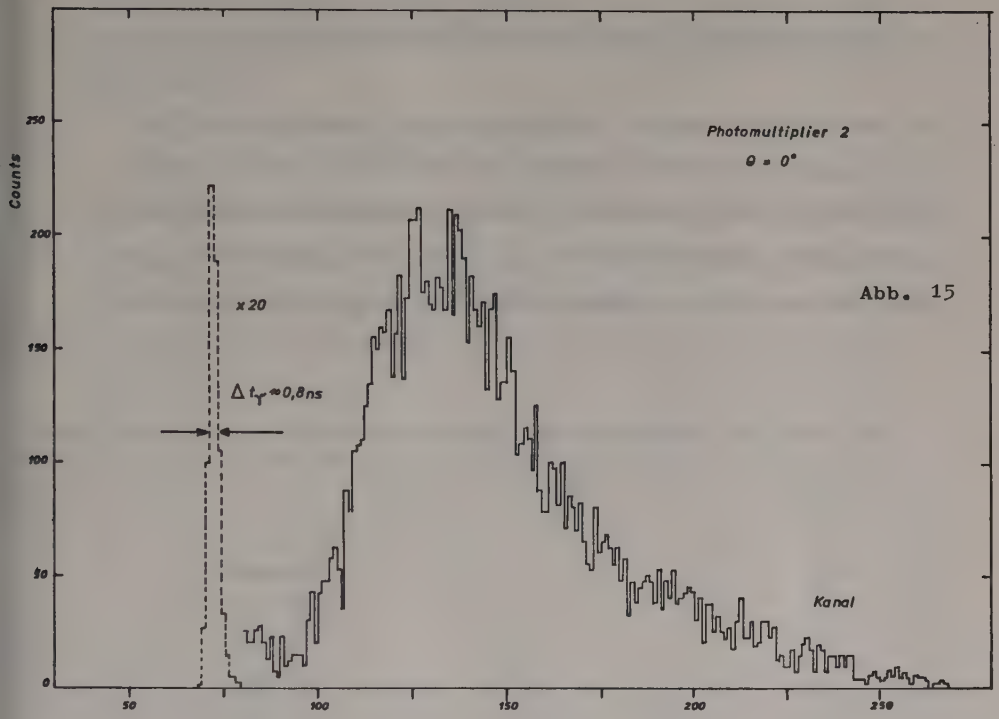


Abb. 15

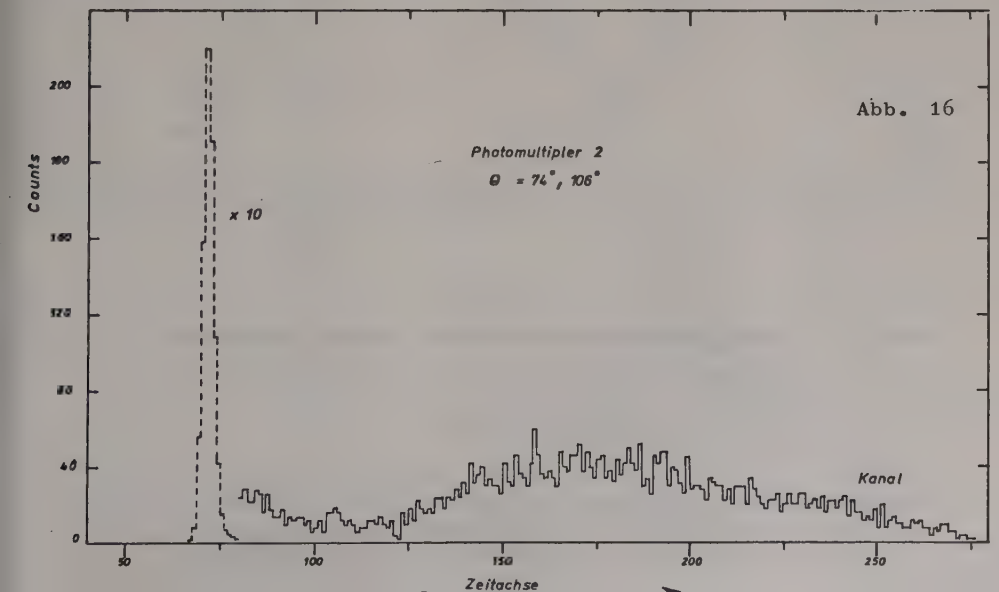


Abb. 16

9. N E U T R O N E N - E N E R G I E - S P E K T R E N

9.1 Energie-Spektren der Neutronen im Labor-System

In Abb.(17) ist zunächst das Labor-Energie-Spektrum der vom Neutronendetektor PM1 nachgewiesenen Neutronen aufgetragen. Dabei ist bereits die energieabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit berücksichtigt. Für PM2 zeigt sich die gleiche Abhängigkeit der Zahl der pro Energieintervall emittierten Neutronen.

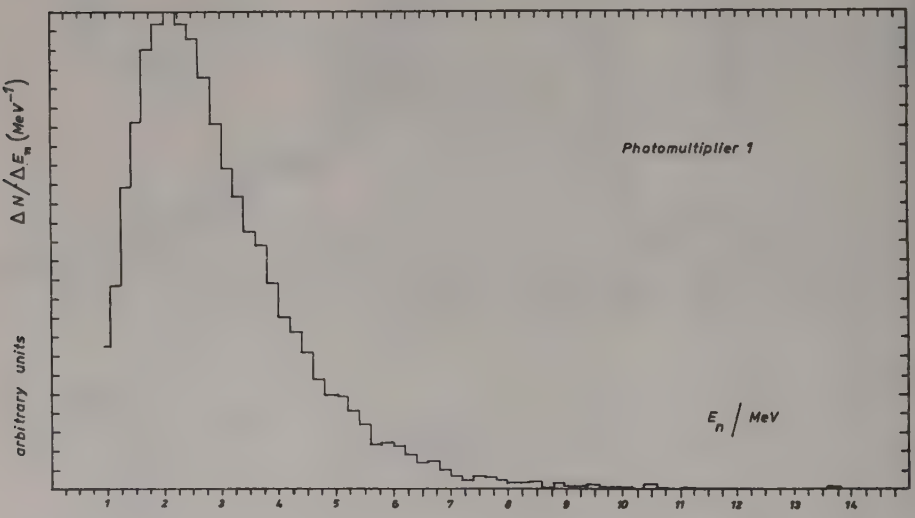


Abb. 17 Neutronen-Energieverteilung im Labor-System in der "0^{o}-Messung"

Unter der Annahme, dass die Neutronen von einem heißen Kern "abgedampft" werden, lässt sich in einem statistischen Modell das Laborspektrum der Neutronen über alle Fragmentrichtungen gemittelt zu

$$\frac{\Delta N}{\Delta E_n} \sim \sqrt{E_n}\, e^{-E_n/T}$$

berechnen. Die halblogarithmische Darstellung von $(\Delta N/\Delta E_n)/\sqrt{E_n}$ in Abb.(18) zeigt, dass sich für in Fragmentflugrichtung emittierte Neutronen der experimentelle Befund - abgesehen von sehr niedrigen Neutronenenergien - gut mit obigem Ansatz beschreiben lässt.

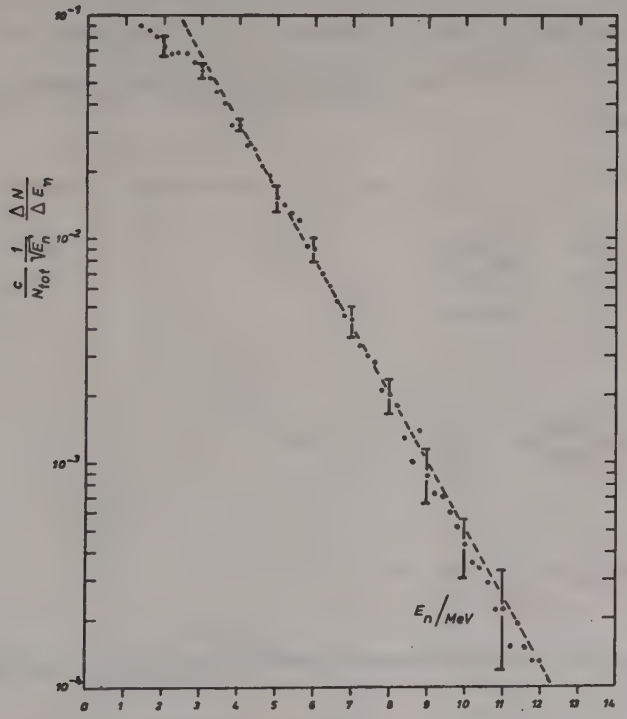


Abb. 18 Normierte Neutronenenergie-Verteilung im Labor-System. Die gestrichelt eingezeichnete Gerade stellt eine Anpassung an die experimentellen Neutronendaten dar.

9.2 Energie-Spektrum der Neutronen im cm-System

Der Transformation des Laborenergiespektrums der Neutronen in das cm-System der Fragmente liegt die Annahme zu Grunde, dass darin die Spaltneutronen isotrop aus den Fragmenten emittiert werden. Unter dieser Voraussetzung wird der größte Teil der im Szintillator nachgewiesenen Neutronen deshalb aus demjenigen Fragment emittiert worden sein, dessen Flugrichtung mit der des betreffenden Neutrons übereinstimmt.

Wird auf den Raumwinkel 4π im cm-System normiert, so lässt sich die Zahl ΔN der pro Energieintervall $\Delta\eta$ emittierten Neutronen mit Hilfe der im Kap. 8.2 beschriebenen Umrechnung der Raumwinkel sowie des energieabhängigen Ansprechvermögens $\varepsilon = \varepsilon(E_n)$ bestimmen.

Es gilt:

$$\frac{dz}{d\Omega_{cm}} = \frac{dz}{d\Omega_{Lab}} \cdot \frac{d\Omega_{Lab}}{d\Omega_{cm}}$$

mit

$$\frac{d\Omega_{Lab}}{d\Omega_{cm}} = \frac{d\Omega_{Lab}(\Theta)}{d\Omega_{cm}(\vartheta)} = \frac{u_n}{v_F}\left(1 - \frac{v_F}{v_n}\cos\Theta\right)$$

$$\frac{dz}{d\Omega_{Lab}} \Delta\Omega_{Lab} = \sum_{i=1}^{Z_g} \frac{1}{\varepsilon_i} = \Delta z$$

Z_g = Zahl der registrierten Neutronen-Ereignisse im Energieintervall $\Delta\eta$.

Somit ergibt sich:

$$\frac{\Delta N}{\Delta \eta} = \frac{1}{\Delta \eta} 4\pi \frac{dz}{d\Omega_{cm}}$$

$$= \frac{1}{\Delta \eta} 4\pi \frac{\sum \varepsilon_i}{\Delta \Omega_{Lab}} \cdot \frac{d\Omega_{Lab}}{d\Omega_{cm}}$$

$$\frac{\Delta N}{\Delta \eta} = \frac{4\pi}{\Delta \Omega_{Lab}(\Theta) \Delta \eta} \cdot \sum_{i=1}^{\Delta Z} \frac{1}{\varepsilon_i(E_n)} \cdot \frac{u_n}{v_{F,i}} \left(1 - \frac{v_{F,i}}{v_{n,i}} \overline{\cos\Theta}\right) \quad ,$$

wobei ΔZ die Zahl der registrierten Ereignisse im Energieintervall $\Delta \eta$ bedeutet, und $\frac{1}{\varepsilon_i(E_n)}$ die Zahl der auf den Szintillator mit der Laborenergie E_n aufgetroffenen Neutronen angibt. Auf diese Weise ergibt sich die in Abb.(19) gezeigte Kurve für die vom Detektor PM1 erfassten Neutronen.

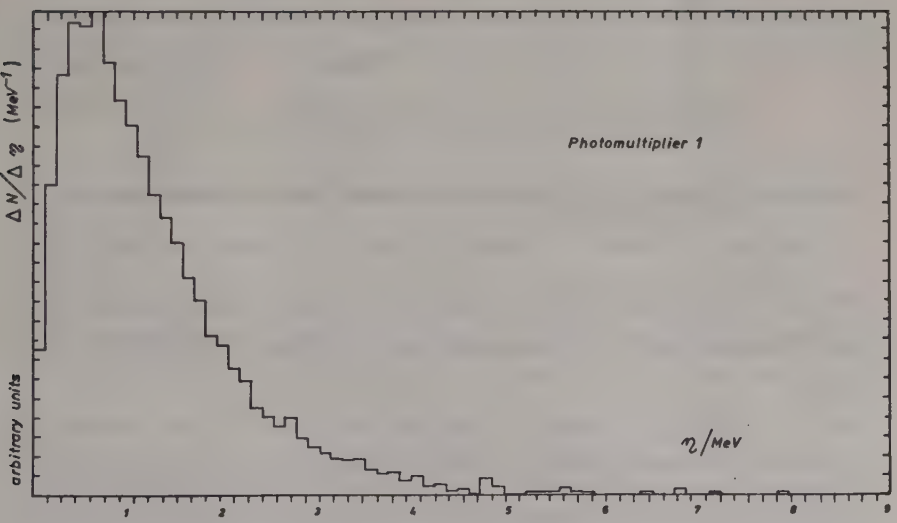


Abb. 19 Neutronen-Energieverteilung im cm-System

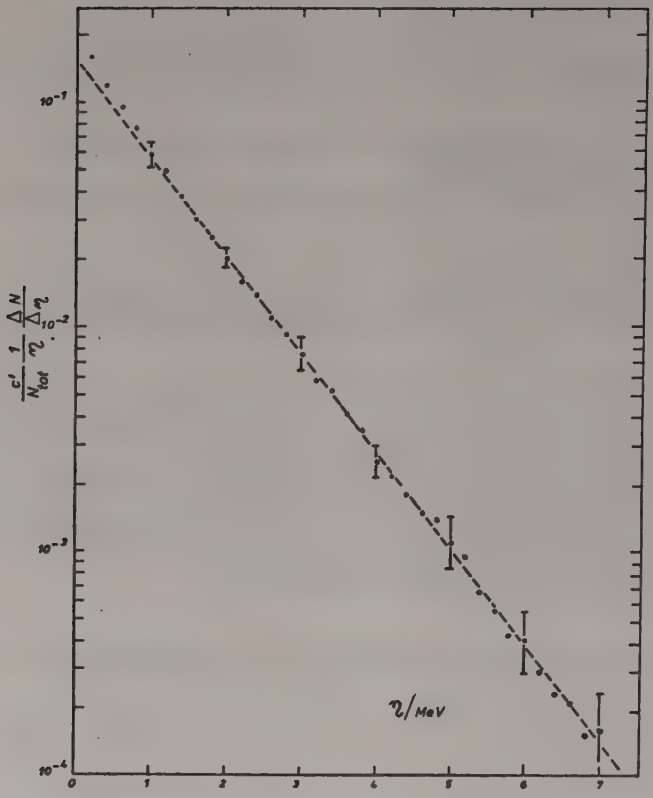


Abb. 20 Normierte Neutronenverteilung im cm-System mit Anpassungsgerade

Von der Theorie her erwartet man für die Verteilung $\Delta N/\Delta \eta$ der Neutronenenergien η im cm-System der Fragmente ein Spektrum der Form

$$\frac{\Delta N}{\Delta \eta} \sim \eta e^{-\eta/T}$$

Die Darstellung in Abb.(20) lässt diese Spektrumsform deutlicher hervortreten. Die Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie ist befriedigend.

Die Auswertung der Energie-Spektren wird bei kleinen Energien einerseits durch die vergleichsweise genaue Geschwindigkeitsbestimmung erleichtert, andererseits aber durch die Unsicherheit in der Bestimmung der Nachweisschwelle E_s beschränkt. Bei hohen Neutronenenergien lässt die Statistik genauere Aussagen nicht zu.

9.3 Vergleich der aus "0°, 180°-Messung" berechneten mit den gemessenen Neutronen-Energie-Spektren bei Laborwinkeln von $\Theta_1 = 80^\circ$, 100° und $\Theta_2 = 74^\circ$, 106°

Da eventuelle Szissionsneutronen im Laborsystem isotrop aus dem spaltenden System emittiert werden, sollten sie sich vor allem in der "90°-Messung" von den Fragmentneutronen "abheben" (vgl. Kap. 2). Um Anhaltspunkte für die Existenz von möglichen Szissionsneutronen zu erhalten, wird deshalb das gemessene Energiespektrum der Neutronen bei $\Theta \approx 90^\circ$ mit der aus der "0°-Messung" auf diesen Winkel transformierten Verteilung verglichen.

Zur Transformation wird zunächst aus der "0°-Messung" Ereignis für Ereignis - unter Berücksichtigung der energieabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeit - die Neutronenzahl und -energie im cm-System der Fragmente berechnet. Unter der Voraussetzung i s o t r o p e r Neutronen-Emission im cm-System der Spaltfragmente kann aus der cm-Neutronen-Energie-Verteilung auf das Neutronen-Spektrum im Labor-System zurücktransformiert werden, das man bei einem Neutronen-Emissionswinkel $\Theta = 90^\circ$ gegenüber der Flugrichtung der Fragmente mit dieser Annahme zu erwarten

hat. Zur Berechnung müssen die aus den beiden komplementären Fragmenten emittierten Neutronen berücksichtigt werden. Die Neutronenenergien im Labor sind

$$E_n(\Theta) = \frac{1}{2} m_n \cdot v_n^2(\Theta)$$

$$\text{mit } v_n(\Theta) = v_F \cos\Theta + \sqrt{u_n^2 - v_F^2 \sin^2\Theta} \quad ,$$

wobei Θ die dem Fragment F entsprechende Neutronen-Emissionsrichtung bedeutet. Bei bekannter Energie $E_n(\Theta)$ lässt sich das berechnete Energiespektrum mit der Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors falten, und so das zu erwartende Detektorspektrum bestimmen. Dieses Spektrum wird mit der tatsächlich gemessenen Verteilung verglichen.

Aus meßtechnischen Gründen konnte allerdings nicht bei dem für das obige Meßprinzip idealem Labor-Winkel von $\Theta = 90^\circ$ gemessen werden. Für Θ wurden deshalb $\Theta_1 = 80^\circ$ und $\Theta_2 = 106^\circ$ gewählt (Θ = Winkel zwischen der Achse Quelle - naher Halbleiterzähler und Achse Quelle - Multiplier). Die aus der 0°- und 180°-Messung auf der Grundlage isotroper Neutronen-Emission aus den "voll beschleunigten" Spaltfragmenten berechnete Neutronenverteilung bei diesen Winkeln ist in Abb.(21) für PM1 und in Abb.(22) für PM2 wiedergeben (gestrichelte Linie).

In Abb.(21) und Abb.(22) ist zu diesem Zweck das bei den Winkeln $\Theta_1 = 80^\circ$, 100° und $\Theta_2 = 74^\circ$, 106° zwischen Neutronen- und der Fragment-Flugrichtung gemessene Neutronen-Energie-Spektrum im Laborsystem dargestellt (durchgezogene Linie).

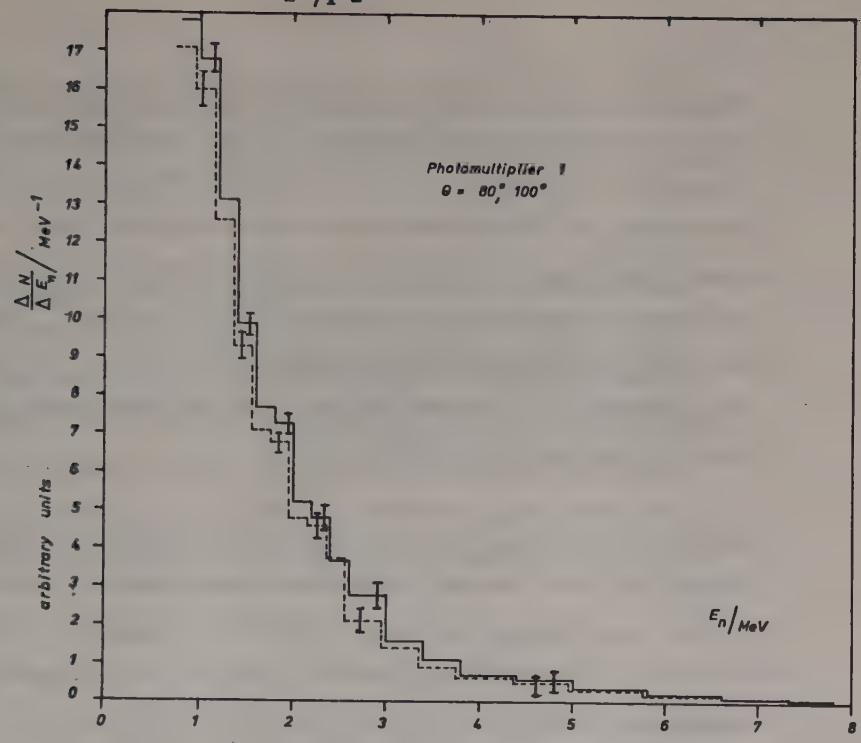

Photomultiplier 1
θ = 80°, 100°
arbitrary units
$\frac{\Delta N}{\Delta E_n}$ / MeV^{-1}
E_n / MeV

Abb. 21

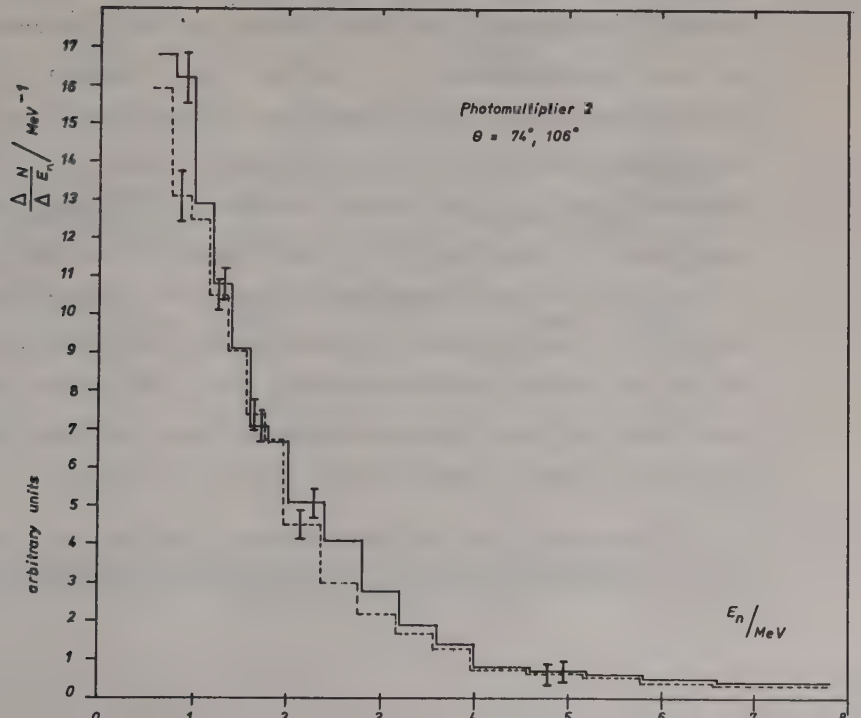

Photomultiplier 2
θ = 74°, 106°
arbitrary units
$\frac{\Delta N}{\Delta E_n}$ / MeV^{-1}
E_n / MeV

Abb. 22

Der Verlauf dieser gemessenen Verteilung weist grosse Ähnlichkeit mit dem berechneten Spektrum bei den entsprechenden Neutronen-Emissionswinkeln auf. Die in erster Näherung gute Übereinstimmung der beiden Energiespektren bestätigt, dass die Neutronen überwiegend in einer relativ späten Phase der Kernspaltung (Emissionszeiten der Neutronen $10^{-16}s \lesssim t \lesssim 10^{-14}s$) aus den "voll beschleunigten" Spaltfragmenten emittiert werden. Dies bedeutet: Die Vorstellung der isotropen Neutronen-Verdampfung ist eine gute erste Näherung.

Auch wenn die statistischen Fehler nicht zu übersehen sind, lassen sich aber dennoch signifikante Abweichungen erkennen: In fast allen Energiebereichen verläuft das gemessene Spektrum über dem errechneten. Daraus lässt sich die Folgerung ziehen, dass etwa 5% - 10% mehr Neutronen senkrecht zur Flugrichtung der Fragmente emittiert werden, als mit der Annahme isotroper Neutronenemission im cm-System der Fragmente erwartet werden sollte: Die beiden leicht unterschiedlichen Verteilungen deuten die Möglichkeit der Existenz von "Szissionsneutronen" an. Diese werden entweder vor Erreichen der endgültigen Geschwindigkeit der Spaltfragmente verdampft oder aber bereits aus dem Compoundsystem nahe dem Szissionspunkt emittiert. Da unter diesen Voraussetzungen eine Korrelation zwischen Neutronen- und Fragmentflugrichtung weitgehend entfällt, kann für die "Szissionsneutronen" eine isotrope Neutronen-Verteilung im Labor-System angenommen werden.

Es soll zunächst gezeigt werden, dass eventuell vorhandene

Szissionsneutronen in der 0^{o}-Messung lediglich eine geringfügige Korrektur darstellen, die im Experiment nicht ins Gewicht fällt.

Die im Laborsystem isotrop emittierten Szissionsneutronen "sehen" den Neutronendetektor unter dem vom Detektor aufgespanntem Labor-Raumwinkel. Im Gegensatz dazu erscheint den Fragmentneutronen in der "0^{o}-Messung" (wegen der Korrelation zwischen Fragment- und Neutronengeschwindigkeit) der Szintillator unter einem wesentlich grösserem Raumwinkel. In der folgenden schematischen Darstellung ist dies kurz skizziert:

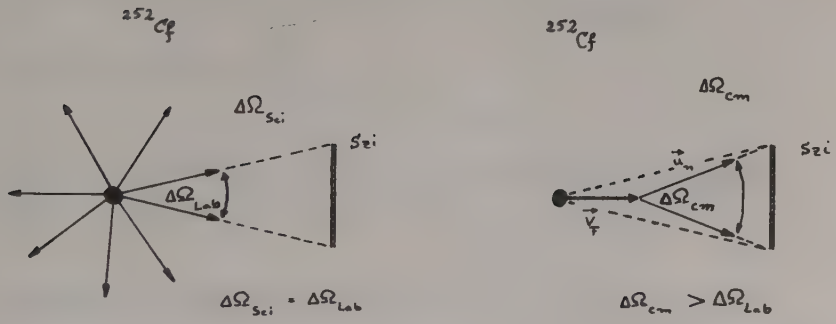


Abb. 23

Auf Grund des grösseren Raumwinkels für die Fragmentneutronen gegenüber den Szissionsneutronen werden letztere in der

"0°-Messung" stark unterdrückt. Daraus folgt, dass in dem aus der "0°-Messung" auf $\Theta = 90^{\circ}$ transformierten Laborneutronen-Spektrum der Einfluß der Szissionsneutronen in erster Näherung unterdrückt wird.

Die in der "90°-Messung" anders gearteten Verhältnisse sind in der unteren Abbildung skizziert. Auf Grund der annähernd gleichen Raumwinkel $\Delta\Omega_{Sci}$, $\Delta\Omega_{Lab}$ und $\Delta\Omega_{cm}$ werden Fragment- und Szissionsneutronen mit ungefähr gleicher Wahrscheinlichkeit nachgewiesen.

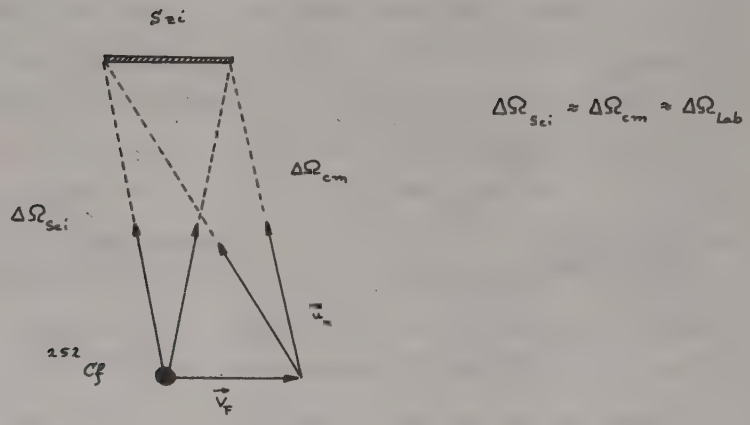


Abb. 24

Der Anteil der Szissionsneutronen wird aus der Abweichung der gemessenen und berechneten Verteilung nahe $\Theta = 90^{\circ}$ abgeschätzt.

Für das Verhältnis $\bar{\nu}_{Sci}$ zu $\bar{\nu}_{tot}$ gilt:

$$\frac{\bar{\nu}_{Sci}}{\bar{\nu}_{tot}} = \frac{\sum \frac{\Delta N}{\Delta E_n}(90^\circ)\Big|_{Lab} \cdot \Delta E_n - \sum \frac{\Delta N}{\Delta E_n}\ (\text{transformiert}) \cdot \Delta E_n}{\sum \frac{\Delta N}{\Delta E_n}\ (\text{transformiert}) \cdot \Delta E_n}$$

mit dem Meßergebnis

$$\frac{\bar{\nu}_{Sci}}{\bar{\nu}_{tot}} = 0{,}08 \quad .$$

Dieses Verhältnis ist nur unter der Voraussetzung richtig, dass der Nachweis der Szissionsneutronen in der 0°-Messung gegenüber den prompten Spaltneutronen erheblich unterdrückt wird. Somit erhält man bei bekanntem $\bar{\nu}_{tot}$ die mittlere Zahl der Szissionsneutronen ($\bar{\nu}_{tot} = 3{,}79$ s.u.):

Szissionsneutronen $\bar{\nu}_{Sci} = 0{,}30 \pm 0{,}06$

Der Anteil der Szissionsneutronen gegenüber den prompten 252 Cf-Spaltneutronen beträgt $\approx 8\%$.

Allerdings bleibt dabei die Frage nach den Szissionsneutronen als Funktion der Fragment-Massen und -Energien offen, die bisherige Statistik lässt darauf noch keine endgültige Antwort zu.

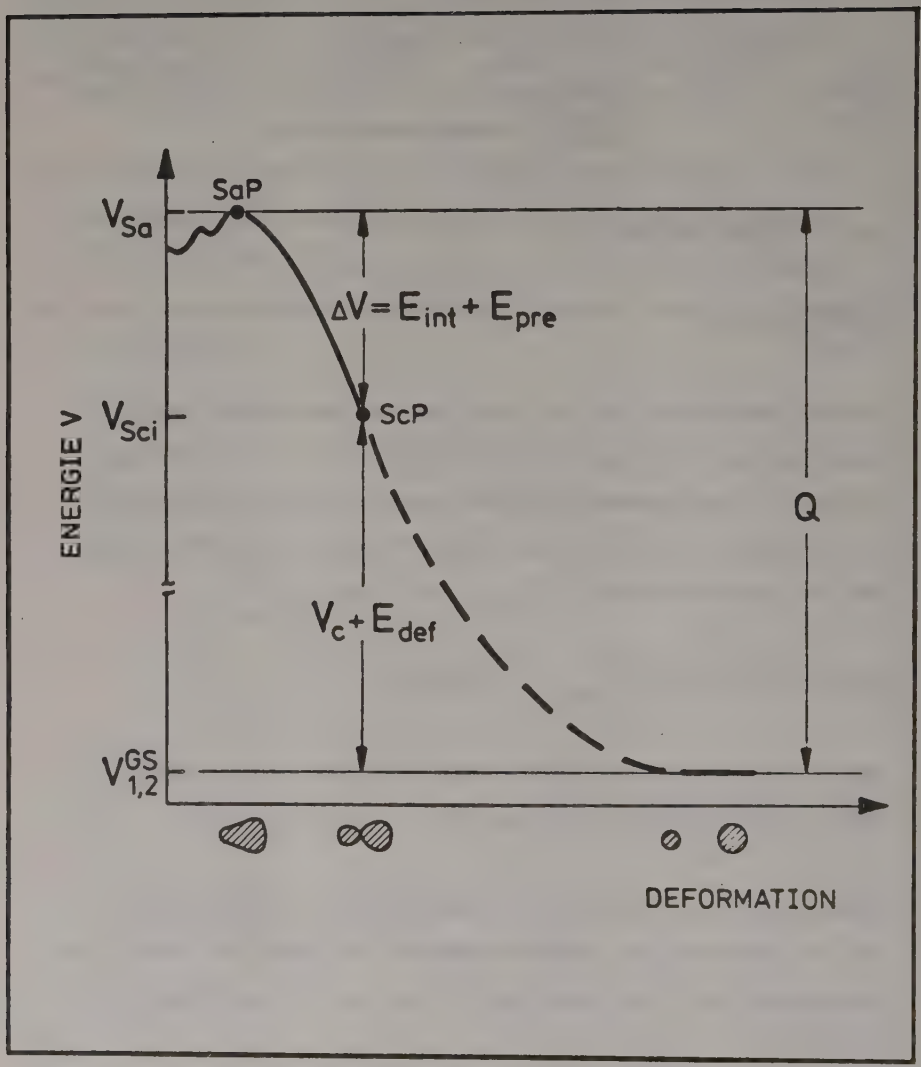


Abb. 25 Schematische Darstellung der Energieaufteilung am Szissionspunkt (nach Ref.37).

10. ENERGIEABGABE DER SPALTFRAGMENTE

Die gesamte bei der Kernspaltung nahe der Spaltschwelle freiwerdende Energie Q ist gleich der potentiellen Energie V_{Sa} des spaltenden Kerns am Sattelpunkt abzüglich der potentiellen Energie $V_{1,2}^{GS}$ der beiden Spaltfragmente im Grundzustand (vgl. Abb.(25)):

$$Q = V_{Sa} - (V_1^{GS} + V_2^{GS}) \qquad \text{"Q-Wert"}$$

Unter Einführung der potentiellen Energie V_{Sci} des Zwischenzustandes am Szissionspunkt gilt:

$$Q = (V_{Sa} - V_{Sci}) + V_{Sci} - (V_1^{GS} + V_2^{GS}) := \Delta V(Sa \to Sci) + V_{Sci} - (V_1^{GS} + V_2^{GS}) \quad .$$

Beim Ablauf des Spaltprozesses vom Sattel- zum Szissionspunkt wird die dabei frei werdende potentielle Energie $\Delta V(Sa \to Sci)$ einerseits in innere Anregungsenergie $E_{int,i}$ ("Kernaufheizung", "Einteilchenanregung"), andererseits aber auch in kinetische Energie der Relativbewegung der beiden sich noch berührenden Fragmente E_{pre} längs der Symmetrieachse des spaltenden Kerns umgewandelt:

$$\Delta V(Sa \to Sci) = E_{pre} + E_{int} \quad .$$

Die potentielle Energie des spaltenden Systems am Szissionspunkt gegenüber dem Grundzustand $V_{Sci} - (V_1^{GS} + V_2^{GS})$ setzt sich aus der Coulomb-Wechselwirkungsenergie V_c der beiden ausgebildeten Fragmente und deren Deformationsenergie $E_{def,i}$ auf

Grund der Oberflächenvergrösserung zusammen:

$$V_{Sci}-(V_1^{GS}+V_2^{GS}) = V_c+\sum_{i=1}^{2} E_{def,i} \quad .$$

Die Coulomb-Wechselwirkungsenergie V_c und die kinetische Energie der Relativbewegung E_{pre} erscheinen nach der endgültigen Trennung der Fragmente als beobachtbare kinetische Energie E_k dieser Fragmente:

$$E_k = E_{pre}+V_c \quad .$$

Die Deformationsenergie $E_{def,i}$ führt dagegen auf Grund der Kopplung von Einteilchenniveaus mit kollektiven Freiheitsgraden zu einer statistisch gleichverteilten Anregung aller Freiheitsgrade. Die Gesamtanregung E^+ der Fragmente nach Passieren des Szissionspunktes setzt sich dann zusammen aus der Anregung E_{int}, die die Fragmente bereits am Szissionspunkt haben, und der in Anregung umgewandelten Deformationsenergie E_{def} der Fragmente am Szissionspunkt. Diese Fragmentanregung wird erst in einem verhältnismässig späten Stadium der Kernspaltung durch Neutronen- und γ-Emission abgegeben. Dabei ist die Neutronen-Emission stark bevorzugt, erst wenn sie energetisch oder nach der Drehimpulserhaltung nicht mehr möglich ist, wird die Energieabgabe durch γ-Emission fortgesetzt, d.h. es gilt:

$$E^+ = E_{int}+\sum_{i=1}^{2} E_{def,i} = \sum_{i=1}^{2}\left\{(B_{n,i}+\gamma_i)\cdot\nu_i+n_{\gamma,i}\,E_{\gamma,i}\right\} \quad .$$

Dabei bedeutet $B_{n,i}$ die Bindungsenergie eines Neutrons, γ_i seine kinetische Energie im cm-System und $n_{\gamma,i}$ die Zahl

der emittierten γ-Quanten und $E_{\gamma,i}$ deren Energie.

An der letzten Gleichung erkennt man, dass die mittlere Zahl der emittierten Neutronen und γ-Quanten sowie deren Energie Aufschluss über den Anregungszustand der einzelnen Fragmente geben und damit auch Erkenntnisse über die Aufteilung der Deformationsenergie am Szissionspunkt liefern.

In der vorliegenden Arbeit lässt sich der Neutronenterm der rechten Seite bestimmen, falls die mittlere Neutronenbindungsenergie $\overline{B_n}$ als bekannt vorausgesetzt werden kann.

Nach V.V. Verbinsky (Ref.33) beträgt die gesamte γ-Energie bei der spontanen Spaltung von 252 Cf $E_{\gamma}^{tot} = 6{,}84$ MeV, die γ-Multiplizität $n_{\gamma} = 7{,}75$ und die mittlere γ-Energie eines Photons $E_{\gamma} = 0{,}88$ MeV.

10.1 Abhängigkeit der mittleren Zahl der emittierten Neutronen von der primären Fragment-Masse

Aus der "0°-Messung" und einem davon unabhängig durchgeführten "2E-Experiment" lässt sich die mittlere Zahl der emittierten Neutronen $\overline{\nu}(A^+)$ in Abhängigkeit von der primären Fragmentmasse A^+ erhalten. Dazu ist das Neutronen-cm-Spektrum über den Emissionsraumwinkel im cm-System zu integrieren. Ausserdem werden hier die im Experiment nicht nachgewiesenen Neutronen mit Energien E_n unterhalb der elektronischen Nachweisschwelle

E_s berücksichtigt. Diese Korrektur erfolgt unter der Annahme eines Verdampfungsspektrums für die aus den Fragmenten emittierten Neutronen - jeweils für die einzelnen Fragmentmassen - aus der halblogarithmischen Darstellung für die Maxwellspektren durch Extrapolation nach niederen Neutronenenergien hin.

Die Bestimmung von $\overline{\nu}(A^+)$ basiert auch hier auf der Annahme isotroper Neutronenemissionen aus den Fragmenten im cm-System. In Abb.(26) ist als Funktion der Masse A^+ der primären Fragmente die mittlere Zahl der von ihnen emittierten Neutronen $\overline{\nu}(A^+)$ aufgetragen. Gleichzeitig ist die Abhängigkeit der mittleren Zahl der pro Spaltung emittierten Neutronen $\overline{\nu}_{tot}(A_H^+)$ als Funktion der primären schweren Fragment-Masse A_H^+ dargestellt.

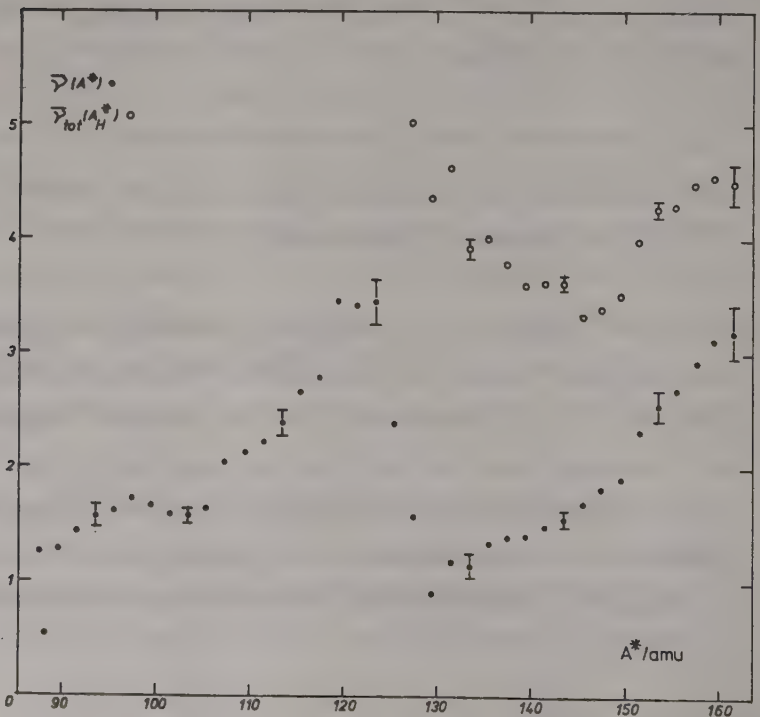


Abb. 26

Der spaltende Kern wird beim Übergang vom Sattel- zum Szissionspunkt stark deformiert. Am Szissionspunkt lassen sich die beiden Fragmente näherungsweise durch sich berührende Ellipsoide beschreiben (Ref.39,51). Da nach der Trennung der Fragmente die Deformationsenergie auf Grund innerer Reibung in Anregungsenergie der Fragmente umgewandelt wird, die schließlich überwiegend durch Emission von Neutronen abgebaut wird, ergibt die mittlere Zahl $\bar{\nu}(A^+)$ der von der Fragmentmasse A^+ emittierten Neutronen Anhaltspunkte über die Form der Spaltfragmente. Darin spiegeln sich Schaleneffekte der Fragmente wieder. Fragmente mit abgeschlossenen Schalen sind gegen Deformation vergleichsweise stabil, sie bevorzugen eine sphärische Form. Dagegen wird das komplementäre Fragment ohne abgeschlossene Schalen stärker deformiert. Trotz vergleichbarer Masse werden die Fragmente somit verschieden stark angeregt sein. Wie aus Abb.(26) zu sehen ist, liegt das Minimum von $\bar{\nu}(A^+)$ etwa bei der Masse $A^+ \approx 132$ amu, das sofort mit der Existenz eines Fragments mit einer doppelt magischen Schale Z = 50, N = 82 erklärt werden kann. Ein solches Fragment übernimmt auf Grund seiner relativ grossen Stabilität wenig Deformationsenergie, während das komplementäre Fragment $A^+ = 122$ amu dagegen vergleichsweise stark deformiert wird. Die sich daraus ergebende höhere Anregungsenergie resultiert in einer grossen mittleren Neutronenzahl.

Ergebnis: Für die mittlere Zahl der bei der spontanen Spaltung eines 252 Cf-Kerns emittierten prompten Neutronen ergibt sich $\bar{\nu}_{tot} = (3{,}79 \pm 0{,}02)$ Neutronen.

Aus der leichten Fragmentgruppe werden im Mittel $\bar{\nu}_L = (2{,}01 \pm 0{,}03)$ Neutronen emittiert, während sich für die schwere Fragmentgruppe $\bar{\nu}_H = (1{,}78 \pm 0{,}03)$ Neutronen ergibt.

Daraus folgt das Verhältnis $\bar{\nu}_L / \bar{\nu}_H = 1{,}13$.

10.2 Abhängigkeit der mittleren kinetischen Energie der Neutronen von der primären Fragment-Masse

Während der Gang von $\bar{\nu}(A^+)$ bezüglich der symmetrischen Massenaufteilung $A^+ = \frac{A_c}{2} = 126$ amu ausgeprägt asymmetrisch ist, ergibt dagegen die Abhängigkeit der mittleren kinetischen Energie $\bar{\varepsilon}(A^+)$ der Neutronen im cm-System der Fragmente einen zur Masse $A^+ = 126$ amu beinahe symmetrischen Verlauf (siehe Abb.(27)), der sich ebenfalls mit Schaleneffekten erklären lässt.

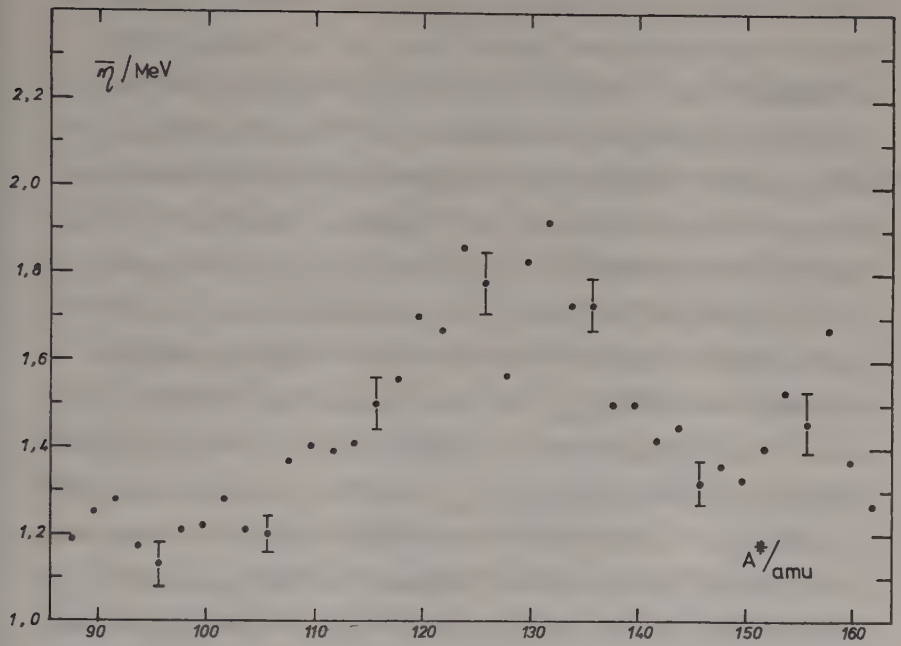


Abb. 27 Abhängigkeit der mittleren Neutronenenergie im cm-System von den primären Fragmentmassen.

Die kinetische Energie der Spaltfragmente und die Neutronen-Emissionswahrscheinlichkeit werden in einem ziemlich späten Stadium des Spaltprozesses festgelegt. So stammt die kinetische Energie der Spaltfragmente aus deren Coulomb-Wechselwirkungsenergie am Szissionspunkt, die Neutronenemissions-Wahr-

scheinlichkeit wird von Deformations- und Anregungsenergie bei der Szissionskonfiguration bestimmt. Vermutlich sind die Kerne am Szissionspunkt "kalt", d.h., es ist wenig interne Anregungsenergie vorhanden, da die zur Verfügung stehende potentielle Energie zur Deformierung der Fragmente gebraucht wird. Nach der Trennung der Fragmente wird die Deformationsenergie in Anregungsenergie der Fragmente umgewandelt, wobei sich die "Kerntemperatur T_{int}" erhöht. Da T_{int} bestimmt ist durch die Energie pro (Kern-) Freiheitsgrad, kann sich für verschiedene Massen trotz gleicher zur Verfügung stehender Deformationsenergie E_{def} bei deren Umwandlung in innere Fragmentanregungsenergie nach der Szission eine unterschiedliche Erhöhung der Kerntemperatur T_{int} ergeben. Ist die Niveaudichte und damit die Zahl der Freiheitsgrade gering, so resultiert dies in einer beträchtlichen Erhöhung der Kerntemperatur T_{int}, im entgegengesetzten Fall kann sich die zur Verfügung stehende Deformationsenergie auf eine verhältnismässig grosse Zahl von Freiheitsgraden verteilen, wobei T_{int} entsprechend weniger erhöht wird.

In der Nähe abgeschlossener Fragmentschalen ist die Niveaudichte und somit die Zahl der Freiheitsgrade gering, d.h., die Kerntemperatur T_{int} magischer Fragmente wird stärker erhöht als die nichtmagischer Fragmente auf Grund der möglichen Vielfältigkeit in der Aufnahme von Energie durch viele Freiheitsgrade. Die Kerntemperatur bestimmt die Energieverteilung bzw. die mittleren kinetischen Energien der emittierten Neutronen. Damit gibt ν in Abhängigkeit von der primären Frag-

mentmasse auch die unterschiedlichen Temperaturen der Fragmente wieder.

Wie in Abb.(27) zu erkennen ist, ist die mittlere Kerntemperatur bei annähernd symmetrischer Massenaufteilung am höchsten ($\bar{\eta}_S \approx 1{,}95 \pm 0{,}05$ MeV), während sie bei leichten Fragmenten niedriger ($\bar{\eta}_L = 1{,}39 \pm 0{,}04$ MeV) liegt als bei schweren Fragmenten ($\bar{\eta}_H = 1{,}49 \pm 0{,}04$ MeV). Über alle Fragmentmassen ergibt sich für die mittlere Neutronenenergie im cm-System der Fragmente $\bar{\eta} = (1{,}44 \pm 0{,}02)$ MeV. Der für die schwere Fragmentgruppe erhaltene grössere Wert für die mittlere Neutronen-cm-Energie resultiert aus den hier vorhandenen magischen Schalen (Ref.39). Zieht man die kinetischen Energien E_k^+ der Fragmente als Funktion ihrer Masse A^+ (Ref.31) zum Vergleich hervor, so fällt auf, dass der dortige "Dip" bei symmetrischer Massenaufteiung mit dem Maximum der kinetischen Energie $\bar{\eta}$ der Neutronen zusammenfällt.

Das Ergebnis von $\bar{\nu}(A^+)$ und $\bar{\eta}(A^+)$ lässt sich insgesamt so deuten, dass sich in der Abhängigkeit der mittleren Zahl $\bar{\nu}$ der emittierten Neutronen von der primären Fragmentmasse die Anregungsenergie der Fragmente nach der Spaltung wiederspiegelt, während der Gang der mittleren Neutronenenergie $\bar{\eta}$ mit der Fragmentmasse A^+ die Niveaudichte der Fragmente erkennen lässt.

Wird ein Neutron aus dem voll beschleunigtem Fragment unter einem cm-Winkel ϑ gegenüber der Fragmentflugrichtung emittiert,

so gilt für die Beziehung zwischen der Neutronen-cm-Energie η und deren Labor-Energie E_n:

$$E_n = E_f + + 2\sqrt{E_f \eta}\cos\vartheta + \eta \quad ,$$

wobei E_f die kinetische Energie des Fragments pro Nukleon bedeutet (Ref.40).

Mit der Annahme isotroper Neutronen-Emission aus den Fragmenten ($\langle \cos\vartheta \rangle = 0$) erhält man daraus für die mittlere Labor-Neutronen-Energie die vereinfachte Beziehung:

$$\langle E_n \rangle = \langle E_f \rangle + \langle \eta \rangle$$

Die vorliegende Messung ergibt für die mittlere cm-Neutronen-Energie $\langle \eta \rangle = (1,44 \pm 0,02)$ MeV und für die kinetische Fragment-Energie pro Nukleon $\langle E_f \rangle = \frac{183,58}{252}$ MeV.amu^{-1} = 0,728 MeV.amu^{-1}. Damit erhält man für die mittlere Labor-Neutronenenergie:

$$\langle E_n \rangle = (2,17 \pm 0,02) \text{ MeV} \quad .$$

Die aus den experimentellen Daten berechnete Neutronenenergie $\langle E_n \rangle = 2,17$ MeV stimmt mit dem von H. Condé et al. (Ref.42, E_n =2,12 MeV), T.W. Bonner (Ref.43, E_n = 2,05 MeV) und L. Green et al. (Ref.44, E_n = 2,105 MeV) gut überein, sie liegt jedoch niedriger als die von A.B. Smith et al. (Ref.45, E_n = 2,35 MeV) und H. Bowman et al. (Ref.18, E_n = 2,34 MeV) gefundenen Ergebnisse.

10.3 Neutronenemission in Abhängigkeit der gesamten kinetischen Energie der Fragmente

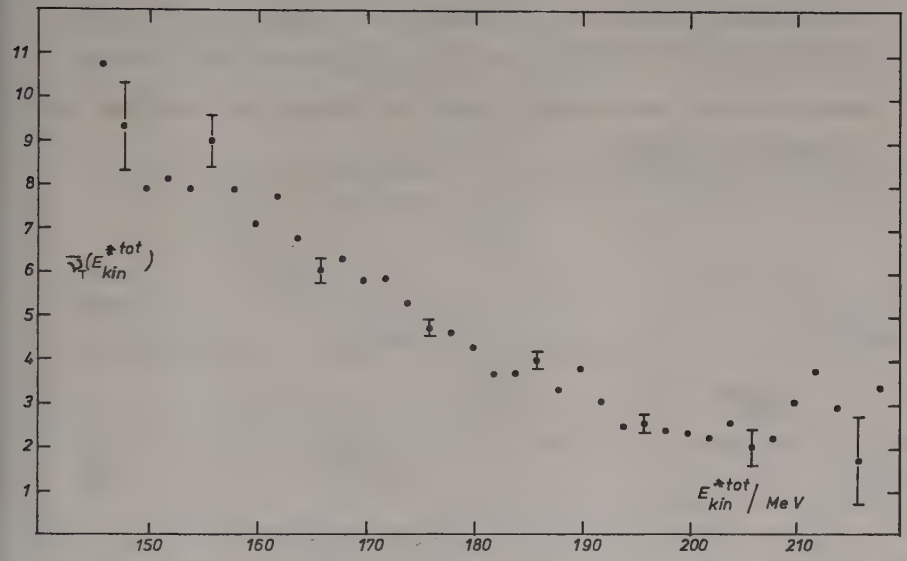


Abb. 28 Abhängigkeit der mittleren Zahl der pro Spaltung emittierten Neutronen von der gesamten kinetischen Energie der Fragmente.

Aus Abb.(28) und Abb.(29) geht hervor, dass sowohl die mittlere Zahl der pro Spaltung emittierten Neutronen $\bar{\nu}_t(E_k^+)$ als auch die mittlere cm-Neutronenenergie $\bar{\eta}(E_k^+)$ mit wachsender gesamter kinetischer Fragmentenergie abnimmt. Dieser experimentelle Befund folgt aus dem Energiesatz unter der Annahme, dass die insgesamt bei der Spaltung freigesetzte Energie konstant

ist. Da die Zahl der emittierten Neutronen ν_i proportional zur Anregungsenergie $(E_{def}+E_{int})_i$ des Spaltfragments i ist, verdampfen Fragmente geringerer Deformation und damit auch niedriger Anregungsenergie weniger Neutronen als Fragmente höherer Deformierung. Andererseits liegen die Ladungsschwerpunkte von schwach deformierten Fragmenten am Szissionspunkt relativ nahe beieinander, wodurch sich ihre Coulomb-Wechselwirkungsenergie erhöht und folglich auch die kinetischen Energien der Fragmente zunehmen.

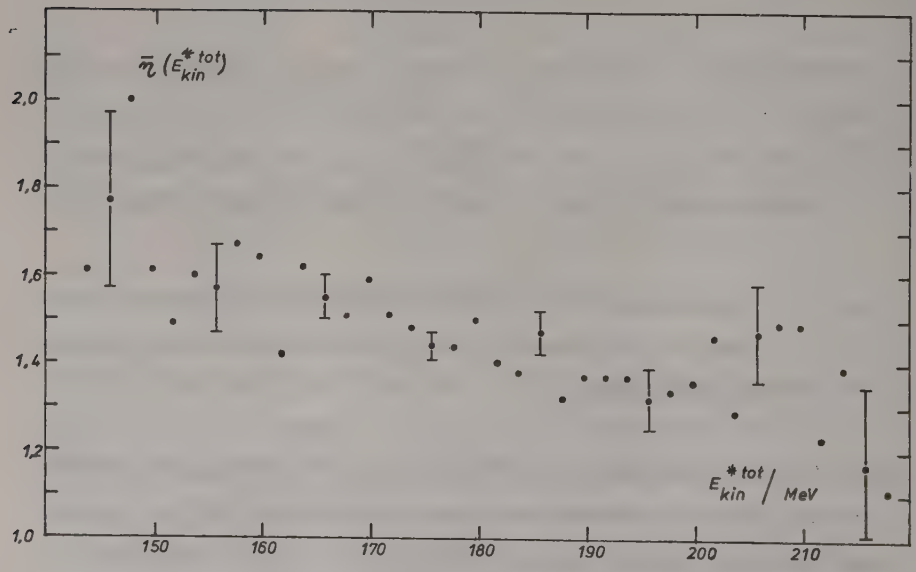


Abb. 29 Abhängigkeit der mittleren cm-Neutronenenergie von der gesamten kinetischen Energie der Fragmente.

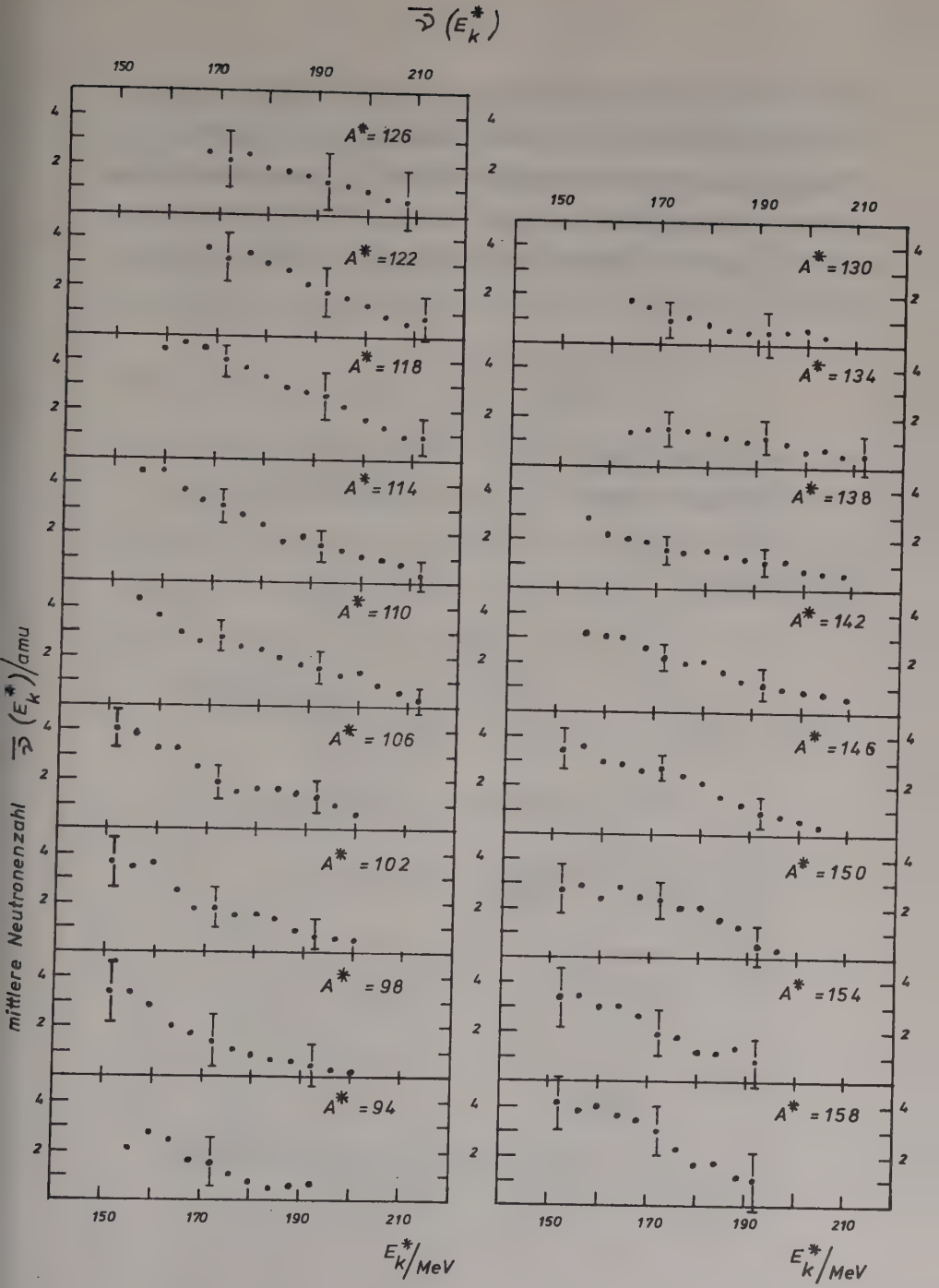

$\bar{\nu}(E_k^*)$
150
170
190
210
$A^* = 126$
$A^* = 122$
$A^* = 118$
$A^* = 114$
$A^* = 110$
$A^* = 106$
$A^* = 102$
$A^* = 98$
$A^* = 94$
$A^* = 130$
$A^* = 134$
$A^* = 138$
$A^* = 142$
$A^* = 146$
$A^* = 150$
$A^* = 154$
$A^* = 158$
mittlere Neutronenzahl $\bar{\nu}(E_k^*)$/amu
E_k^*/MeV

Abb. 30

In Abb.(30) ist die mittlere Zahl der emittierten Neutronen in Abhängigkeit von der totalen kinetischen Energie der Fragmente für Fragment-Massengruppen von $\Delta A^+ = 4$ amu dargestellt. Die korrelierten Massenintervalle sind einander gegenübergestellt. Die verschiedenen Kurven $\bar{\nu}(E_K^+, A^+)$ verlaufen relativ ähnlich. In Abb.(31) sind deren Steigungen

$$\left\langle \frac{\partial \nu(E_K^+, A^+)}{\partial E_K^+} \right\rangle$$

als Funktion der Fragment-Masse A^+ aufgetragen. Der Verlauf dieser Abhängigkeit weist ein ähnliches Verhalten wie die $\bar{\nu}(A^+)$-Kurve auf und erklärt sich wiederum mit magischen Fragmentschalen.

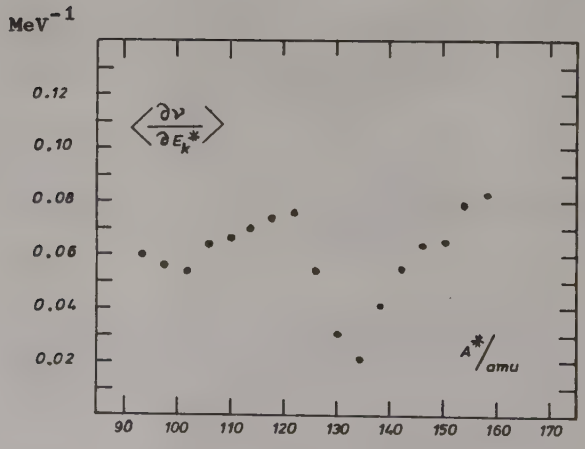


Abb. 31

Aus Abb.(31) geht hervor, dass z.B. bei einer Massenaufteilung (A_H^+ = 132 amu, A_L^+ = 120 amu) die bei verringerter kinetischer Energie zusätzlich zur Verfügung gestellte Anregungsenergie im wesentlichen vom leicht deformierbaren Fragment A_L^+ = 120 amu, und nicht vom schwer deformierbaren magischen Fragment A_H^+ = 132 amu übernommen wird.

In Abb.(32) ist die Grösse

$$\left\langle \frac{\partial \nu_T}{\partial E_k^+} \right\rangle_{A^+}^{-1} = \left\langle \frac{\partial (\nu_L + \nu_H)}{\partial E_k^+} \right\rangle_{A^+}^{-1}$$

als Funktion der leichten Fragmente A_L^+ aufgetragen. Die Grösse $\left\langle \frac{\partial \nu_T}{\partial E_k^*} \right\rangle_{A^*}^{-1}$ kann als die zur Emission eines Neutrons erforderliche Energie betrachtet werden (Ref.38). Dabei zeigt sich ein ausgeprägtes Maximum bei der Masse $A_L^+ \approx 122$.
Über alle Fragmentmassen ergibt sich ein Mittelwert

$$\left\langle \frac{\partial \nu_T}{\partial E_k^+} \right\rangle_{A^+}^{-1} = 8{,}54 \text{ MeV}$$

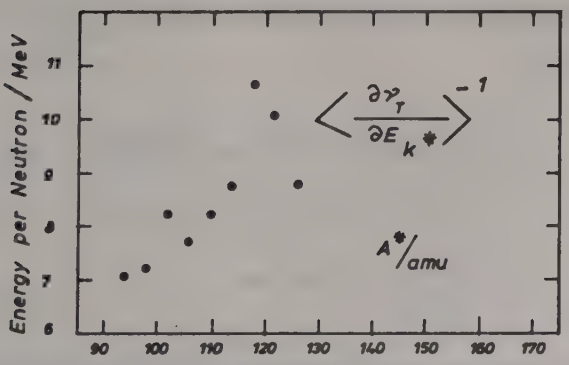


Abb. 32 (vgl. Text)

Diese Grösse lässt sich nach H. Nifenecker (Ref.38) auch aus der $\overline{\nu}_T(E_k^+)$-Verteilung berechnen (vgl. Abb.(28)). Da sich für verschiedene totale kinetische Energien auch unterschiedliche Massenaufteilungen ergeben, lässt sich die Grösse $\left\langle \frac{\partial \nu_T}{\partial E_k^+} \right\rangle$ aus dem beinahe linearem Zusammenhang von $\overline{\nu}_T$ und E_k^+ nur mit Hilfe der von J. Terrell aufgestellten Beziehungen (Ref.41) bestimmen.

Danach gilt: $\left\langle \frac{\partial \nu_T}{\partial E_k^+} \right\rangle = \frac{C(\nu_T, E_k^+)}{\sigma^2(E_k^+)}$

Daraus folgt mit den von H. Nifenecker (Ref.38) benützten Umrechnungen:

$$\left\langle \frac{\partial \nu_T}{\partial E_k^+} \right\rangle_{A^+}^{-1} = \left\langle \frac{\partial \nu_T}{\partial E_k^+} \right\rangle^{-1} \frac{\overline{\sigma^2(E_k^+, A^+)}}{\sigma^2(E_k^+)}$$

Mit den von H. Nifenecker (Ref.38) angegebenen Werten $\overline{\sigma(E_k^+, A^+)} = 9{,}2$ MeV und $\sigma(E_k^+) = 11{,}33$ MeV ergibt sich daraus bei vernachlässigten Korrelationen zwischen $\left\langle \frac{\partial \nu_T}{\partial E_k^+} \right\rangle_{A^+}$ und $\sigma^2(E_k^+, A^+)$ bei verschiedenen Massen und dem in der vorliegenden Messung bestimmten Wert $\left\langle \frac{\partial \nu_T}{\partial E_k^+} \right\rangle = 0{,}086\ \text{MeV}^{-1}$ (aus Abb.28):

$$\left\langle \frac{\partial \nu_T}{\partial E_k^+} \right\rangle_{A^+}^{-1} = 0{,}086^{-1} \left(\frac{9{,}2\ \text{MeV}}{11{,}33\ \text{MeV}}\right)^2 \text{MeV}^{-1}$$

$$\left\langle \frac{\partial \nu_T}{\partial E_k^+} \right\rangle_{A^+}^{-1} = 7{,}67\ \text{MeV} \quad ,$$

d.h. die beiden auf verschiedenen Wegen ermittelten Grössen $\left\langle \frac{\partial \nu_T}{\partial E_k^+} \right\rangle_{A^+}^{-1}$ sind noch in befriedigender Übereinstimmung.

Aus der mittleren Neutronenbindungsenergie $\bar{B}_n$ und der pro 252 Cf-Spaltung emittierten γ-Quantenenergie lässt sich zusammen mit den hier gemessenen mittleren verdampften Neutronenzahlen und deren mittleren kinetischen Energien über die Fermi-Beziehung $E_{int} = a.A^+.T^2_{int}$ der Niveau-Dichte-Parameter a als Funktion der primären Spaltfragmentmasse A^+ angeben.

Einerseits gilt für die bei einer Kernspaltung freiwerdende Deformationsenergie und innere Fragmentanregung am Szissionspunkt, die sich in innere Anregung der beobachteten Fragmente E_{int} umsetzt:

$$\bar{E}_{int} = \bar{\nu}(\bar{B}_n+\bar{\eta}) + \bar{E}^{tot}_{\gamma} \quad .$$

Nach H. Nifenecker (Ref.47) ist dabei:

$$\bar{E}^{tot}_{\gamma} = (0{,}75\bar{\nu}+4)\ \text{MeV}$$

im Fall der 252 Cf-Spaltung mit $\bar{B}_n \approx 6$ MeV.

Andererseits folgt aus der Fermi-Beziehung für die interne Anregungsenergie E_{int}:

$$E_{int} = a.A^+.T^2 \sim a.A^+.\bar{\eta}^2 \qquad \text{wegen } T^2 \sim \bar{\eta}^2$$

mit a: = Schalenniveau-Dichte-Parameter.

Damit erhält man:

$$a \sim \frac{\bar{\nu}(\bar{B}_n+\bar{\eta})+\bar{E}^{tot}_{\gamma}}{A^+\bar{\eta}^2}$$

Auf diese Weise kann aus dem Abregungsprozeß der Spaltfragmente auf die Niveau-Dichte der verschiedenen Nuklide zurückgeschlossen werden. In Abb.(33) ist die Abhängigkeit des Niveau-Dichte-Parameters a von der primären Fragment-Masse A^+ dargestellt. Dabei zeigt sich mit anwachsender Fragment-Masse A^+ ein zunächst konstanter Wert a bis zu Masse $A^+ \approx 120$ amu, während a anschliessend bis zu $A^+ \approx 130$ amu auf $\approx 1/5$ des bisherigen Werts linear abfällt, um schliesslich wieder bis zu $A^+ \approx 160$ amu ungefähr linear den Anfangswert zu erreichen. Auch dieser Befund lässt sich nur mit magischen Schalen erklären.

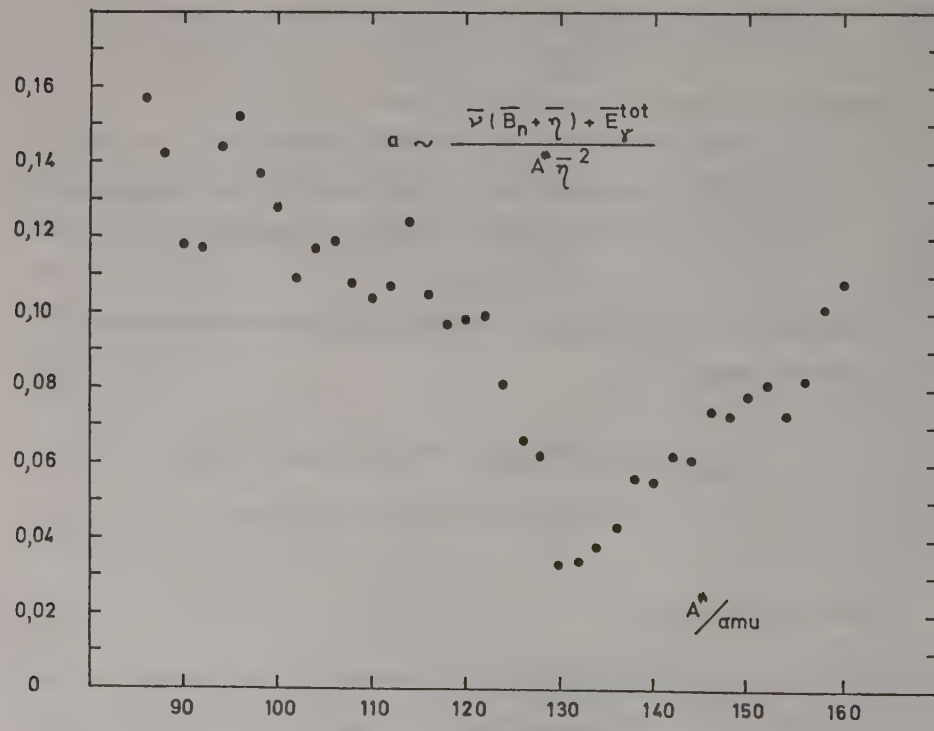


Abb. 33

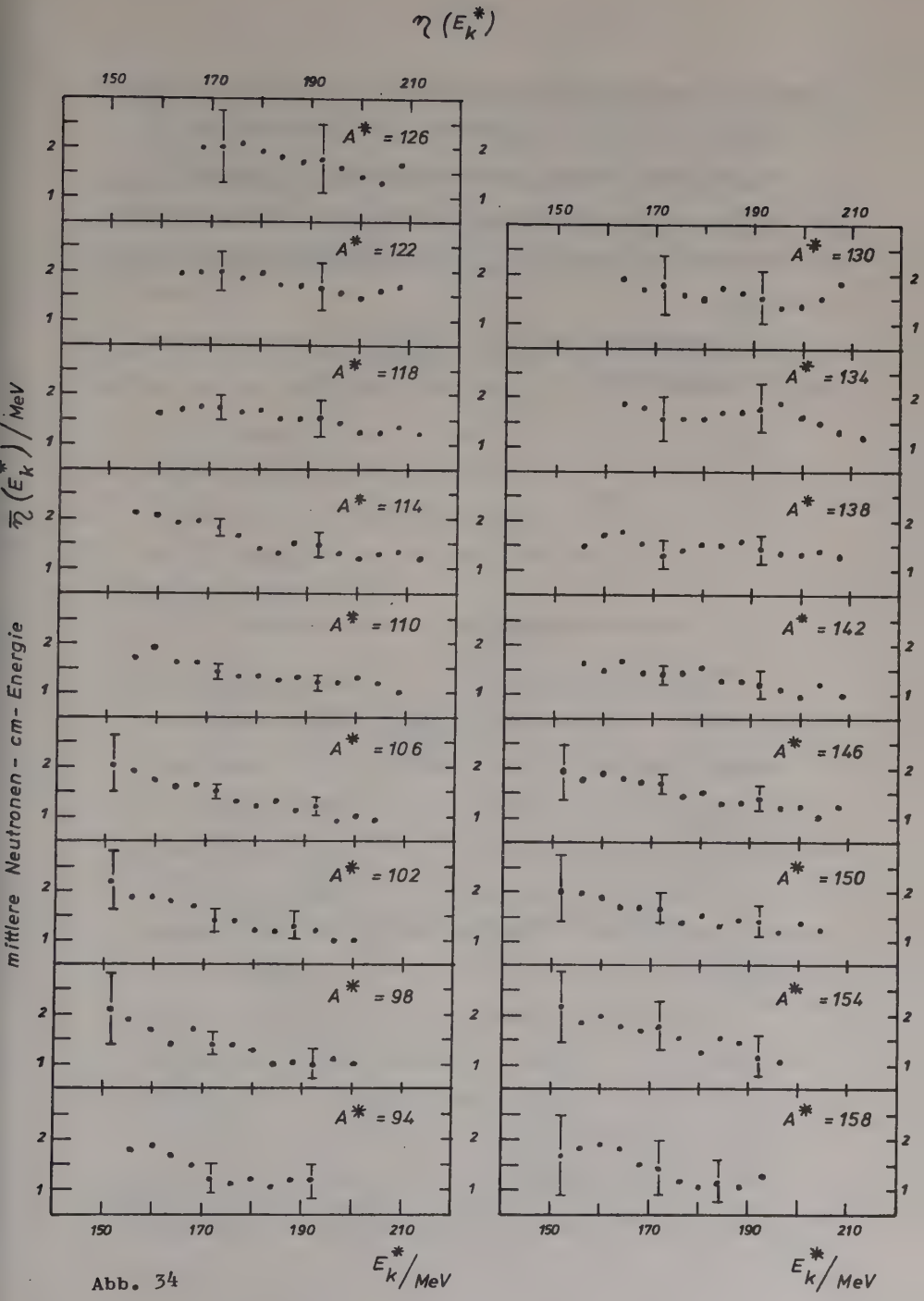

$\eta\,(E_k^*)$
$\overline{\eta}\,(E_k^*)$ / MeV
mittlere Neutronen - cm - Energie
$A^* = 126$
$A^* = 122$
$A^* = 118$
$A^* = 114$
$A^* = 110$
$A^* = 106$
$A^* = 102$
$A^* = 98$
$A^* = 94$
$A^* = 130$
$A^* = 134$
$A^* = 138$
$A^* = 142$
$A^* = 146$
$A^* = 150$
$A^* = 154$
$A^* = 158$
150
170
190
210
1
2
E_k^* / MeV

Abb. 34

In Abb.(34) ist die mittlere kinetische cm-Neutronenenergie als Funktion der gesamten kinetischen Fragmentenergie E_k^+ für verschiedene Fragment-Massengruppen aufgetragen. Wie in den $\overline{\nu}(E_k^+)_{A^+}$ -Verteilungen ergibt sich hier, wenn auch nicht so ausgeprägt, ein annähernd linearer Zusammenhang zwischen $\overline{\eta}$ und E_k^+.

Zur Vervollständigung ist die $\left\langle \frac{\partial \eta}{\partial E_k^+} \right\rangle_{A^+}$ -Verteilung in Abb.(35) dargestellt:

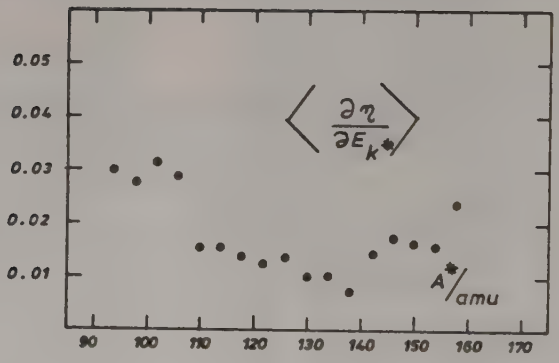


Abb. 35

11. VERGLEICH MIT FRÜHEREN MESSUNGEN

In den Abbildungen (36) bis (39) sind zum Vergleich der u. a. in dieser Arbeit gefundenen Ergebnisse die entsprechenden Resultate von früheren Experimenten dargestellt.

In den folgenden Darstellungen stehen die einzelnen Zeichen jeweils für die Ergebnisse der Autoren:

\+ H. R. Bowman et al. (Ref.18)

× H. Nifenecker et al. (Ref.38)

o A. Gavron, Z. Fraenkel (Ref.48)

△ R. L. Walsh, J. W. Boldeman (Ref.49)

. eigene Meßwerte.

(i) Vergleich der ($\overline{\nu}(A^+)$)-Verteilungen (Abb.36)

Der Vergleich der $\overline{\nu}(A^+)$-Verteilung mit anderen direkten Messungen ergibt auf den ersten Blick eine insgesamt zufriedenstellende Übereinstimmung. In weiten Massenbereichen stimmt sowohl die $\overline{\nu}(A^+)$- als auch die $\overline{\nu}_T(A_H^+)$-Kurve der vorliegenden Messung gut mit den Daten von R. L. Walsh und J. W. Boldeman aus Ref.(49) überein, insbesonders im Maximum der $\overline{\nu}(A^+)$-Verteilung. Abweichungen treten in Abb.(36) in den Fragmentmassenbereichen $90 \text{ amu} \lesssim A^+ \lesssim 105 \text{ amu}$ und $135 \text{ amu} \lesssim A^+ \lesssim 150$ auf. Gegenüber den Meßergebnissen von H. R. Bowman et al. (Ref.18) liegt das Maximum in der mittleren Neutronenzahl bei $A^+ \approx 120$ in der vorliegenden Messung deutlich niedriger ($\Delta\nu \approx 0{,}5$ amu) und lässt sich eher mit dem

Ergebnis der "4π-Messung" von H. Nifenecker (Ref.38) vergleichen. Hier zeigt sich u. a. die Auswirkung des berücksichtigten Rückstoßes der Fragmente infolge Emission eines nachgewiesenen Neutrons.

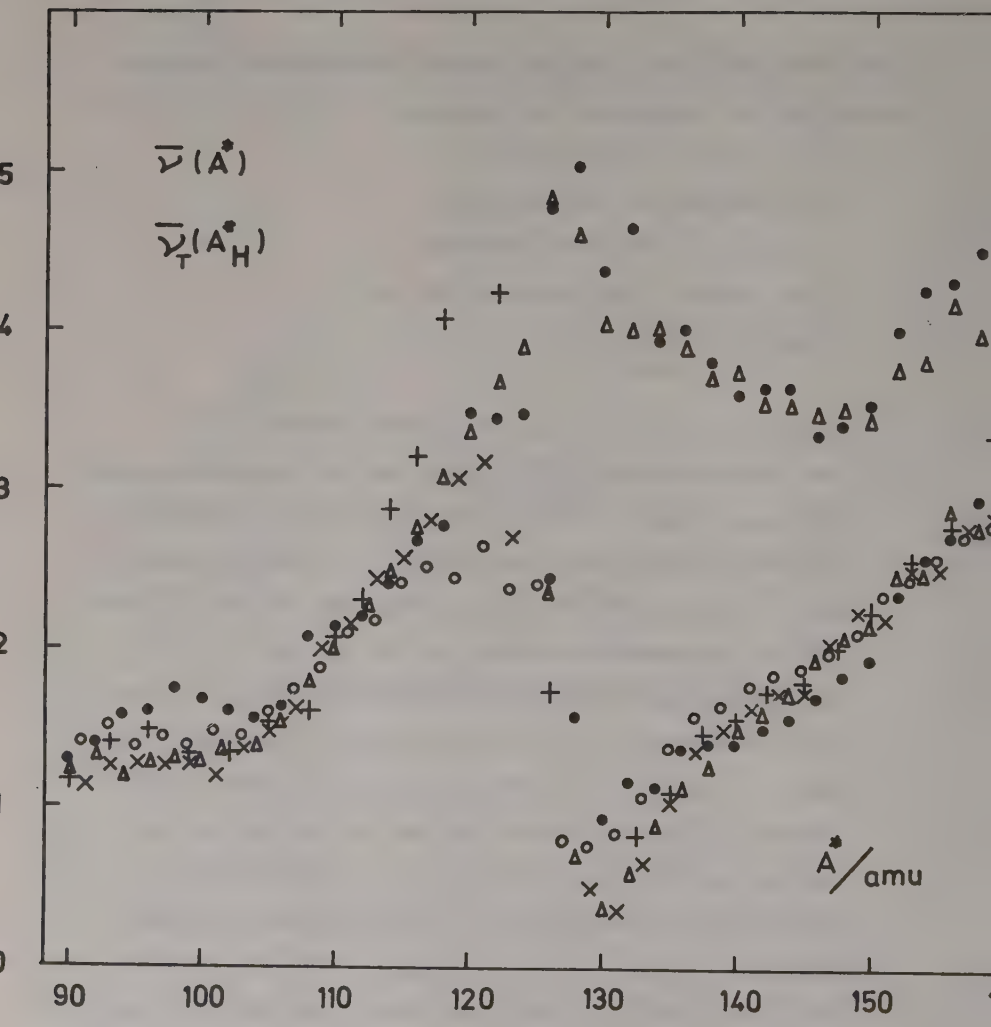


Abb. 36

(ii) Vergleich der ($\overline{\eta}(A^+)$)-Verteilung (Abb.37)

In der Struktur stimmen die $\overline{\eta}(A^+)$-Verteilungen überein. Die in der vorliegenden Messung gefundenen $\overline{\eta}(A^+)$-Werte liegen allerdings eher bei denen von H. R. Bowman et al. (Ref.18), während die Daten von A. Gavron et al. (Ref.48) insbesondere bei leichten Fragmentmassen niedriger ausfallen.

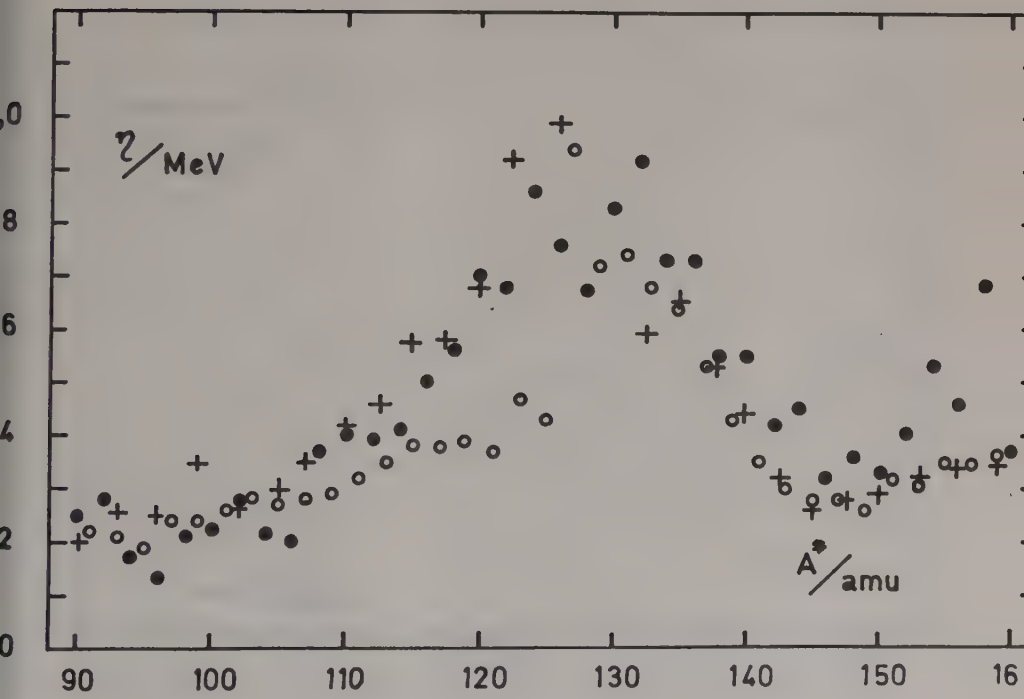


Abb. 37

(iii) Vergleich der ($\overline{\nu}(E_k^+)$)-Verteilungen (Abb. 38)

Die resultierende Verteilung $\overline{\nu}(E_k^+)$ liegt zwischen den Meßergebnissen von H. R. Bowman et al. (Ref.18) und H. Nifenecker (Ref.38). Auch hier führt die Berücksichtigung des Neutronenrückstoßes zu einer Annäherung der Meßergebnisse von "4π -Experimenten" und Experimenten mit "kleinen" Detektoren.

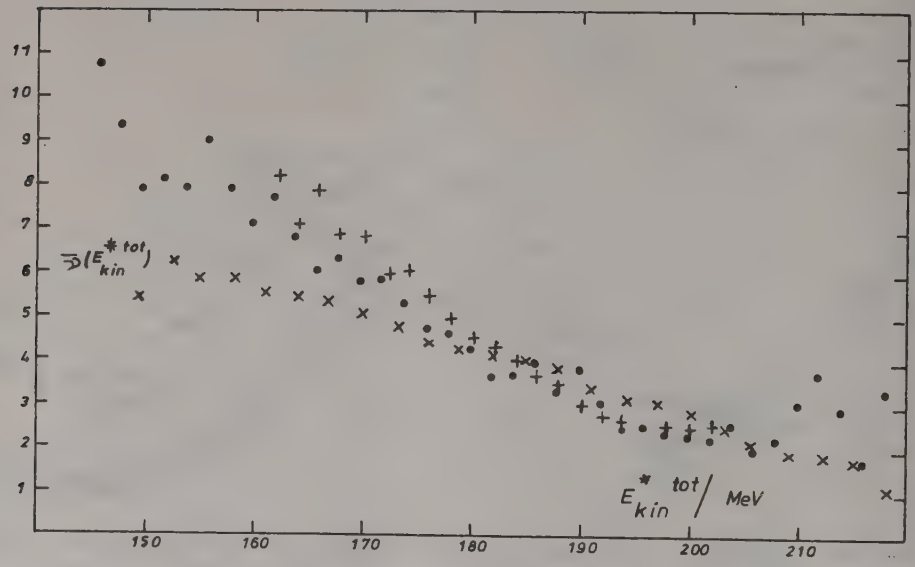


Abb. 38

(iv) Vergleich der $(\overline{\eta}(E_k^+))$-Verteilungen (Abb. 39)

Die Verteilung $\overline{\eta}(E_k^+)$ stimmt mit den Meßergebnissen von H. R. Bowman et al. (Ref. 18) gut überein. Abweichungen treten vor allem bei totalen kinetischen Fragmentenergien $E_k^+ \lesssim 170$ MeV und $E_k^+ \gtrsim 200$ MeV auf.

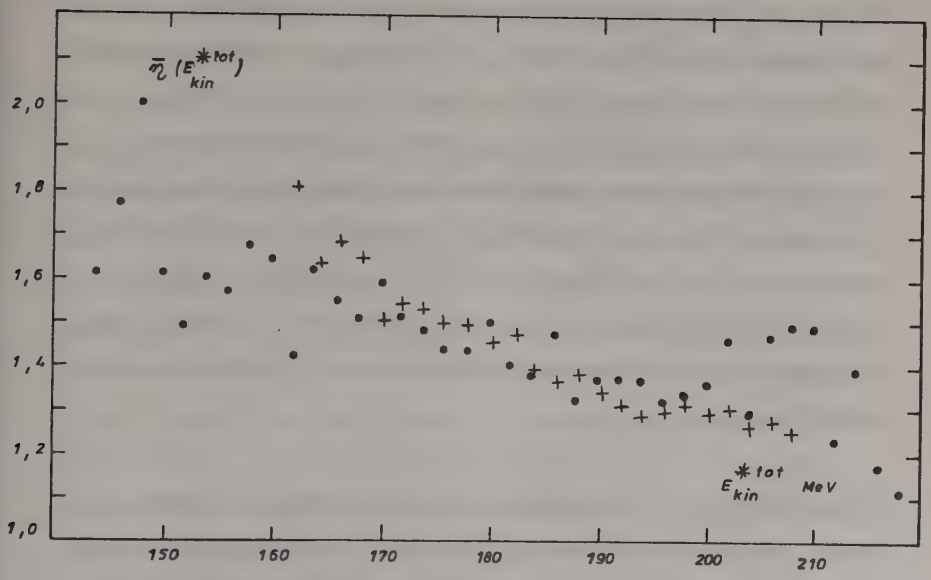


Abb. 39

12. S C L U S S

Ziel der vorliegenden Arbeit war die Untersuchung der bei der spontanen Spaltung von 252 Cf emittierten Neutronen. Mit dem Modell einer isotropen Neutronenemission im cm-System der Spaltfragmente nach deren Beschleunigungsphase lassen sich die verschiedenen Abhängigkeiten der Neutronen von Fragment-Massen und -Energien recht gut beschreiben.

Die Untersuchung der bei spontan spaltenden Kernen auftretenden Eigenschaften ist insofern von Interesse, da hier im Vergleich zur induzierten Spaltung die einzelnen Effekte des Spaltprozesses klarer hervortreten. So liefert das Tröpfchenmodell bei hinreichend hohen Kernanregungsenergien eine befriedigende Beschreibung der Kernspaltung, während sich insbesondere bei niedrigen Anregungsenergien Schaleneffekte nicht mehr vernachlässigen lassen. Sie beeinflussen sowohl die Verteilung der Fragment-Massen- und -Energien als auch die Zahl und Energie der von den Fragmenten emittierten Neutronen. Im Rahmen des Flüssigkeitströpfchenmodells können diese Verteilungen nicht erklärt werden.

Die Emission prompter Spaltneutronen aus den Spaltfragmenten ergibt wertvolle Information bezüglich der Energieaufteilung bei der Kernspaltung. So lässt sich die Abhängigkeit der Zahl der emittierten Neutronen von der Fragmentmasse direkt in Zusammenhang bringen mit der Deformierbarkeit der Fragmente und beweist somit direkt die vorhandenen abgeschlossenen Schalen, während die Energie der Neutronen Rückschlüsse auf die Zahl

der Kernfreiheitsgrade und somit auf die Kerntemperatur erlaubt.

In der Beschreibung des Neutronenemissionsprozesses auf Grund der gemessenen Neutronenenergieverteilungen lässt sich ein Teil der Neutronen nicht mit der angenommenen isotropen Neutronenemission aus den voll beschleunigten Fragmenten erklären. Die gefundenen Abweichungen von der isotropen Neutronenverdampfung aus den Fragmenten lassen sich wegen den leicht unterschiedlichen berechneten und gemessenen Verteilungen bei Neutronenemissionswinkeln um $\Theta \approx 90^{\circ}$ relativ zur Fragmentflugrichtung vermuten. Diese Diskrepanzen werden mit einem isotropen Neutronenanteil im Laborsystem in Zusammenhang gebracht. Damit deutet sich die Möglichkeit der Existenz von "Szissionsneutronen" an. Vermutlich werden sie auf Grund der ziemlich raschen Änderung des Kernpotentials beim Übergang des spaltenden Systems vom Sattel- zum Szissionspunkt "vorzeitig" emittiert. Möglicherweise werden aber auch einige Neutronen nach Überschreiten des Szissionspunktes, d.h. nach Abreissen des Verbindungshalses der beiden sich ausgebildeten Fragmente noch vor Erreichen deren endgültiger Geschwindigkeit emittiert. Solchen Neutronen "fehlt" im Laborsystem die Geschwindigkeitskomponente der Fragmente, im Laborsystem ergibt sich dafür somit eine isotrope Neutronenverteilung. Im Gegensatzt dazu werden die aus den "voll beschleunigten" Fragmenten emittierten Neutronen im Laborsystem wegen der zwischen ihnen bestehenden Geschwindigkeitskorrelation bevorzugt in die Flugrichtung der Fragmente emittiert.

Auf der Grundlage dieser Annahme lassen sich prompte und Szissions-Neutronen in der Auswertung des Experiments prinzipiell unterscheiden, d.h. die experimentelle Trennung der beiden Neutronengruppen erfordert die Messung deren Winkelverteilung bezüglich der Fragmentflugrichtung sowie der kinetischen Energie der Spaltfragmente.

Als Ergebnis zeigt sich, dass die Neutronen überwiegend in einer relativ späten Phase der Kernspaltung aus den voll beschleunigten Fragmenten verdampft werden. Daraus folgt auch die relativ einfache Zuordnung der nachgewiesenen Neutronen zu den entsprechenden Fragmenten.

Um die einzelnen Abhängigkeiten und Grössen zu bestimmen, mußten u.a. hohe Anforderungen an die Zeitauflösung der Neutronendetektoren sowie an die Stabilität der nachfolgenden "schnellen" Elektronik gestellt werden. So ist die Zeitauflösung im vorliegenden Experiment deutlich besser als bei früheren Messungen (Faktor $\gtrsim 2$). Daraus resultiert eine genauere Bestimmung der Neutronenenergien. Dagegen war die Neutronenzählrate geringer, z.B. gegenüber der Messung von A. Gavron und Z. Fraenkel (Ref.48) um den Faktor ≈ 20. Obwohl dieses Experiment bezüglich der Neutronenzahl und -energie keine neuen qualitativen Erkenntnisse liefert, ergeben sich doch quantitative Abweichungen - insbesondere in den $\overline{\nu}(A^+)$ und $\overline{\eta}(A^+)$-Verteilungen gegenüber älteren Messungen. Als Ursache der gefundenen Unterschiede erweist sich die Berücksichtigung des Einflusses des Neutronenrückstoßes bei

der Emission aus den Fragmenten. Damit nähern sich die Ergebnisse der hier durchgeführten Messungen mit "kleinen" Neutronendetektoren denen der "4π-Geometrie"-Messungen (C. Signarbieux, H. Niefenecker Ref.38) an. Obwohl die Korrektur infolge Neutronenemission ziemlich geringfügig erscheint, so beinhaltet sie dennoch empfindliche Auswirkungen auf die Energie- und Winkelverteilung der Neutronen (vgl. A. Gavron:(Ref.27)). Wie H. Niefenecker (Ref.38) zeigt, lässt sich damit der Unterschied der experimentellen Befunde bei Verwendung grosser und kleiner Detektoren erklären.

Trotz der im Vergleich zu früheren Arbeiten besseren Zeitauflösung und einem höheren Signal/Untergrundverhältnis lassen sich weder in der Neutronenflugzeit- noch in den Energiespektren die von V. A. Averchenkov et al. (Ref.50) gefundenen Feinstrukturen bestätigen. Auch die Feinstruktur in der $\overline{\nu}(A^+)$-Verteilung aus Ref.(49) tritt in dieser Messung nicht auf.

Herrn Prof. Dr. H. Krüger danke ich für seine Unterstützung und für die Gelegenheit, die Arbeit durchführen zu können.
Herrn Prof. Dr. F. Gönnenwein bin ich für wertvolle Diskussionen und Ratschläge, insbesondere bei der Interpretation der Ergebnisse, zu Dank verpflichtet.
Danken möchte ich ebenfalls Herrn Dr. R. Müller für seine Anregungen und fördernden Diskussionen.
Den Herren Dipl. Phys. Dr. A. Kohnle, Dr. W. Holubarsch, B. Hering und E. Weißenberger habe ich für ihre Unterstützung bei der Durchführung der Messungen zu danken.
Das Bundesministerium für Forschung und Technologie stellte in dankenswerter Weise die für die Durchführung des Experiments erforderlichen Mittel zur Verfügung.

L I T E R A T U R V E R Z E I C H N I S

1) A. Kohnle, Dissertation, Fachbereich Physik der Universität Tübingen (1977)

2) P. Nothaft, Diplomarbeit, Fachbereich Physik der Universität Tübingen (1975)

3) H. W. Schmitt, W. E. Kiker, C. W. Williams, Phys. Rev. B 137 (1965) 837

4) H. W. Schmitt, W. M. Gibson, J. H. Neiler, F. J. Walter, T. D. Thomas, Proc. IAEA Symp. Phys. Chem. Fiss., Salzburg (1965) Vol. 1, 531

5) R. Müller, private communication

6) C. D. Swartz, G. E. Owen, Fast Neutrons Physics, Chapter IIB, J, B. Marion and J. L. Fowler, New York (1960)

7) C. D. Swartz, AEC Report NYO - 2053 (1957)

8) D. E. Groce, B. D. Sowerby, J. M. Morris, Phys. Lett. 17(1967) 40

9) D. F. Measday, J. N. Palmieri, Nucl. Phys. 85 (1966) 142

10) M. E. Toms, Nucl. Instr. Meth. 92 (1971) 61

11) C. M. Hudleston, Phys. Rev. 117 (1960) 1055

12) D. B. Fossan, R. L. Walter, W. E. Wilson, H. H. Barschall, Phys. Rev. 123 (1961) 209

13) U. Fasoli, A. Metenelli, D. Toniolo, G. Zago, Nulc. Phys. A 205 (1973) 305

14) L. Cranberg, J. P. Barnett, D. S. Cramer, R. D. Wilson, Nucl. Instr. Meth. 96 (1971) 493

15) J. B. Hunt, C. A. Baker, C. J. Batty, P. Ford, E. Friedman, L. E. Williams, Nucl. Instr. Meth. 85 (1970) 269

16) D. J. Hughes, J. A. Harvey, Neutrons Cross Sections, BNL 325 (1955)

17) P. H. Bowen, J. P. Scalon, G. H. Stafford, J. J. Thresher, Nucl. Phys. 22 (1961) 640

18) H. R. Bowman, S. G. Thompson, J. C. Milton, W. J. Swiatecki, Phys. Rev. 126 (1962) 2120, Phys. Rev. 129 (1963) 2133

19) J. L. Gammel, Fast Neutrons Physics Part II, Chap. VI, p. 2185 J. B. Marion and J. L.Fowler, New York (1960)

20) S. A. E. Johannson, Nucl.Phys. 64 (1965) 147

21) G. Kanisch, Diplomarbeit, Fachbereich Physik der Universität Hamburg (1976)

22) R. Kirchner, Diplomarbeit, Fachbereich Physik der Universität Tübingen (1977)

23) B. Antalkovic, Z. Dolenec, Nucl. Phys. A 237 (1975) 235

24) J. C. Hopkins, G. Breit, Nucl. Data A 9 (1971) 137

25) S. Cierjacks, EANDC (E) - 111 'U' (1968) Kernforschungszentrum Karlsruhe

26) Centre de Compilation des Données Neutroniques, B. P. 9 91 Gif-sur-Yvette (France)

27) A. Gavron, Nucl. Instr. Meth. 115 (1974) 91 und 99

28) R. L. Watson, Nucl. Phys. A 141 (1970) 449

29) R. Batchelor, W. B. Gilboy, J. B. Parker, J. H. Towle, Nucl. Instr. Meth. 13 (1961) 70

30) V. V. Verbinsky, Physics and Chemistry of Fission, Proc. Symp. Vienna (1969) IAEA, 926

31) H. Henschel, H. Hipp, Dissertation, Fachbereich Physik der Universität Tübingen (1973)

32) A. Bertin, A. Vitale, A. Placci, Nucl. Instr. Meth. 91 (1971) 649

33) V. V. Verbinsky, Nucl. Instr. Meth. 65 (1968) 8

34) R. L. Craun, D. L. Smith, Nucl. Instr. Meth. 80 (1970) 239

35) R. E. Textor, V. V. Verbinsky, ORNL - 4160 (1968)

36) S. T. Thornton, J. A. Smith, Nucl. Instr. Meth. 96 (1971) 551

37) H. Schultheis, B. Schultheis, Phys. Lett. 57 B (1975) 7

38) H. Nifenecker, IAEA -SM - 174/207 Rochester-Report (1973)

39) B. D. Wilkins, E. P. Steinberg, R. R. Chasman, Phys. Rev. C (1976)

40) J. Terrell, Phys. Rev. 113 (1959) 2

41) J. Terrell, Phys. Rev. 127 (1962) 3

42) H. Condé, G. During, J. Hansen, Arkiv Fysik, 313 (1965)

43) T. W. Bonner, Nucl. Phys. 23 (1961) 116

44) L. Green, J. A. Mitchel, N. H. Steen, Nuclear Science and Engineering (1973) 257

45) A. B. Smith, P. R. Fields, A. M. Friedman, Phys. Rev. 104 (1957)411

46) H. W. Schmitt, W. E. Kiker, C. W. Williams, Phys. Rev. B 137 (1965) 837

47) H. Nifenecker, C. Signarbieux, M. Ribrag, J. Matuszek, Nucl. Phys. A 189 (1972) 285

48) A. Gavron, Z. Fraenkel, Phys. Rev. C, 9 (1974)

49) R. L. Walsh, J. W. Boldeman, Nucl. Phys. A 276 (1977) 189-200

50) V. Ya. Averchenkov, Yu. Ya. Nefedov, Yu. V. Khilkov Soviet Journal of Nucl. Phys. 14,6 (1972)

51) F. Gönnenwein, H. Schultheis, R. Schultheis, K. Wildermuth Z. Physik A 278, 15-25 (1976)

L E B E N S L A U F

7.5.1947	geboren in Deggendorf/Donau als Sohn des Hans Nothaft und seiner Ehefrau Rosa, geb. Nauthe
1953-1957	Besuch der Volksschule in Mietraching bei Deggendorf
1957-1958	Besuch der Oberrealschule in Deggendorf/Donau
1958-1966	Besuch des Staatlichen Gymnasiums in Sigmaringen/Hohenzollern
1967-1968	zweijährige Dienstzeit bei der Bundeswehr in Pfullendorf/Baden
1969-1975	Studium der Physik an der Eberhard-Karl-Universität Tübingen
1975-1979	Doktorarbeit am Physikalischen Institut der Universität Tübingen unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. F. Gönnenwein mit dem Thema: "Verteilung der prompten Fragmentneutronen aus der Reaktion 252 Cf (spontane Spaltung)"
seit 1978	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Forschungsinstitut der Fa. AEG-TELEFUNKEN in Ulm/Donau

Meine akademischen Lehrer an der Universität Tübingen waren die Professoren und Dozenten:
Krüger, Mertens, Baumann, Braunbeck, Kasper, Mack, Schief, Höhn, Wolf, Stumpf, Jönsson, Speidel, Gaukler, Mitter, Möllenstedt, Staudt, Gönnenwein, Wildermuth (Physik)
Radbruch, Beekmann, Wolf, Fischer (Mathematik)
Kraus, Müller, Babel, Rüdorff (Chemie)

Herstellung:
Sprint-Druck GmbH
7000 Stuttgart-30
Wienerstr. 117, Tel. 81 26 69

Herstellung:
Sprint-Druck GmbH
7000 Stuttgart-30
Wienerstr. 117, Tel. 81 26 69